

Aufbau und Entwicklung von
Neutronen-Flugzeit-Detektoren für die
Untersuchung astrophysikalisch relevanter
 (γ, n) -Reaktionen

DIPLOMARBEIT

FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA
PHYSIKALISCH-ASTRONOMISCHE FAKULTÄT

durchgeführt im

FORSCHUNGSZENTRUM ROSSENDORF
INSTITUT FÜR KERN- UND HADRONENPHYSIK

eingereicht von:
geb. am:

Roland Beyer
22.04.1981

in: Sebnitz

1. Gutachter: Dr. rer. nat. Arnd Junghans

2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Wolfgang Witthuhn

Tag der Verleihung des Diploms:

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	v
Tabellenverzeichnis	vi
Abkürzungsverzeichnis	vii
1 Einleitung	1
2 Grundlagen	3
2.1 Der Nachweis von Neutronen	3
2.2 Die Photodissoziation des Deuterons	6
3 Experimenteller Aufbau	12
3.1 Die Detektoren	12
3.1.1 Impulsformen	15
3.2 Der Aufbau der Messelektronik	18
3.2.1 Energiebestimmung	18
3.2.2 Zeitbestimmung	19
3.2.3 Die Totzeitlogik	22
3.2.4 Der Gesamtaufbau	23
3.3 Die Datenaufnahme	25
3.3.1 Datenauslese mit MBS	26
3.3.2 Datenanalyse mit LEA	30
4 Eigenschaften der Detektoren	31
4.1 Messungen mit Eichquellen	31
4.2 Die Lithium-Glas-Detektoren	33
4.2.1 Energie-Spektrum und Effizienz des BaF ₂ -Detektors . . .	33
4.2.2 Flugzeitspektren	35
4.2.3 Nachimpulse und Filterung der Spektren	37
4.2.4 Zeitkalibrierung, Zeitauflösung und effektiver Abstand . .	39
4.2.5 Bestimmung der Effizienz	42
4.3 Die Plastik-Szintillationsdetektoren	45
4.3.1 Ortsbestimmung und Flugstreckenkorrektur	45
4.3.2 QDC-Spektren und Ein-Elektronen-Peak	48
4.3.3 TDC-Rohspektren und Nachimpulse	51
4.3.4 Zeitdifferenz-Spektren und Ortsauflösung	51

4.3.5	Ortskorrektur und Zeitauflösung	55
4.3.6	Zusammenhang zwischen Ladungs- und Flugzeit-Spektrum	58
4.3.7	Bestimmung der Effizienz	59
4.4	Die Zink-Sulfid-Detektoren	62
4.5	Die Lithium-Borat- und Barium-Fluorid-Detektoren	65
5	Photodissoziation des Deuterons	67
5.1	Der Photonenfluss	68
5.2	Die Flugzeitspektren	70
5.3	Die Effizienz zur Zeit der Messung	70
5.4	Der Wirkungsquerschnitt	74
5.5	Fehlerbetrachtung	76
6	Zusammenfassung und Ausblick	77
A	Verwendete Elektronik	79
B	Impuls-Splitting	80
B.1	Sternschaltung	80
B.2	Dreieckschaltung	81
C	Berechnung von Raumwinkeln	82
C.1	Raumwinkel einer rechteckigen Fläche	82
C.1.1	Berechnung	82
C.1.2	Test 1: Würfelfläche	84
C.1.3	Test 2: Kleine Abstände	84
C.1.4	Test 3: Große Abstände	84
C.2	Raumwinkel einer kreisförmigen Fläche	85
C.2.1	Berechnung	85
C.2.2	Test 1: Kleine Abstände	85
C.2.3	Test 2: Große Abstände	86
D	Fehlerrechnung	87
D.1	Bestimmung der Effizienz	87
D.2	Die gemessene Neutronenrate aus $d(\gamma, n)p$	90
D.3	Der normierte Photonenfluss	91
D.4	Der Wirkungsquerschnitt	92
	Literaturverzeichnis	94
	Erklärung	97

Abbildungsverzeichnis

1.1	Sir James Chadwick	1
2.1	Chadwicks Messaufbau	3
2.2	Wirkungsquerschnitte von Neutronennachweisreaktionen	5
2.3	Prinzip der Flugzeitmessung	6
2.4	Die Forschungsanlage ELBE	7
2.5	Bremstrahlungsmessplatz	8
2.6	Wirkungsquerschnitt $d(\gamma, n)p$ (Theorie)	9
2.7	Big Bang Nukleosynthese Reaktionen	10
2.8	Wirkungsquerschnitt $d(\gamma, n)p$ (Experiment)	11
3.1	Photographie der Detektoren	13
3.2	Effizienzabschätzung	15
3.3	Photovervielfachersignal	16
3.4	Detektorsignal Plastik- und LBO-Detektor	16
3.5	Detektorsignal Li-Glas-Detektor	16
3.6	Detektorsignal ZnS-Detektor	17
3.7	Detektorsignal BaF_2 -Detektor	17
3.8	Messaufbau mit QDC	18
3.9	Messaufbau mit TDC	20
3.10	Cross Talk	20
3.11	Dispersionsbestimmung	21
3.12	Messaufbau mit QDC und TDC	22
3.13	Kompletter elektronischer Messaufbau	24
3.14	Zeitschema	25
3.15	QDC Header	27
3.16	QDC Data	27
3.17	QDC Trailer	27
3.18	TDC Header	28
3.19	TDC Data	28
3.20	TDC Trailer	28
3.21	TDC FIFO	28
4.1	^{60}Co -Zerfall	31
4.2	^{252}Cf -Zerfall	31
4.3	^{252}Cf -Spektrum	32
4.4	Detektoranordnung	33

4.5	Li-Glas-Detektor QDC-Spektren	34
4.6	Li-Glas-Detektor QDC-Spektren in Koinzidenz	35
4.7	Li-Glas-Detektor TDC-Spektren	36
4.8	Li-Glas-Detektor TDC-Spektren in Koinzidenz	37
4.9	Detektorsignal Li-Glas-Detektor mit Nachimpulsen	38
4.10	Li-Glas-Detektor Nachimpuls-Spektrum	38
4.11	Li-Glas-Detektor 2D-Spektrum	39
4.12	Li-Glas-Detektor gefiltertes Flugzeitspektrum	40
4.13	Li-Glas-Detektor angepasstes Flugzeitspektrum	41
4.14	Li-Glas-Detektor Flugzeitspektren	42
4.15	Li-Glas-Detektor Neutronenspektrum	44
4.16	Li-Glas-Detektor Effizienzen	45
4.17	Beidseitige Auslese der Plastik Detektoren	46
4.18	Zur Berechnung der effektiven Lichtgeschwindigkeit im Szintillator	47
4.19	Plastik-Detektor QDC-Spektrum	49
4.20	Plastik-Detektor QDC-Spektrum in Koinzidenz	49
4.21	Schematisches Ein-Elektronen-Spektrum	50
4.22	Plastik-Detektor Viel-Elektronen-Spektrum	52
4.23	Plastik-Detektor TDC-Spektren	52
4.24	Plastik-Detektor Nachimpulsspektrum	53
4.25	Plastik-Detektor Zeitdifferenzen	53
4.26	Plastik-Detektor Positionsauflösung	54
4.27	Plastik-Detektor Positionsauflösung mit QDC	55
4.28	Plastik-Detektor Flugzeitspektren der Photovervielfacher	56
4.29	Plastik-Detektor 2D Flugzeitspektrum	57
4.30	Plastik-Detektor Ortskorrektur Flugzeitspektrums	58
4.31	Plastik-Detektor Flugzeitspektren	59
4.32	Plastik-Detektor Zusammenhang Flugzeit–QDC	60
4.33	Plastik-Detektor Neutronenspektrum	61
4.34	Plastik-Detektor Effizienzen	61
4.35	ZnS-Detektor short-Gate–long-Gate Spektrum	62
4.36	ZnS-Detektor Flugzeitspektrum	63
4.37	ZnS-Detektor Neutronenspektrum	64
4.38	ZnS-Detektor Effizienz	64
4.39	BaF ₂ -Detektor Neutronenspektrum und Effizienz	65
4.40	LBO-Detektor Neutronenspektrum und Effizienz	66
5.1	Aufbau zur d(γ ,n)p-Messung	68
5.2	Zur Bestimmung des Photonenflusses	69
5.3	Der Photonenfluss	70
5.4	Gemessene Flugzeit-Spektren zur d(γ ,n)p-Messung	71
5.5	Plastik-Detektor QDC-Spektrum mit höherer Schwelle	72
5.6	Plastik-Detektor ²⁵² Cf-Spektrum höherer Schwelle	73
5.7	Plastik-Detektor Effizienz mit höherer Schwelle	73
5.8	Neutronenspektrum aus der d(γ ,n)p-Messung	75
5.9	Gemessener Wirkungsquerschnitt von d(γ ,n)p	75

B.1	Impuls-Splitter	80
B.2	Zur Berechnung des Impuls-Splitters	81
C.1	Raumwinkel einer rechteckige Fläche	82
C.2	Raumwinkel einer kreisförmige Fläche	85

Tabellenverzeichnis

2.1	Auslegungsparameter des ELBE-Beschleunigers	7
3.1	Eigenschaften der Szintillatormaterialien	14
3.2	Anstiegs- und Abfalls-Zeiten der Detektorsignale	17
4.1	Energie- und Zeitauflösung der Li-Glas-Detektoren	41
4.2	Verstärkungen der Photovervielfacher	51
4.3	Energie- und Zeitauflösung der Plastik-Detektoren	56
4.4	Energie- und Zeitauflösung der ZnS-Detektoren	63
4.5	Energie- und Zeitauflösung von BaF ₂ - und LBO-Detektor	66
6.1	Energie- und Zeitauflösung aller untersuchten Detektoren	78
A.1	Verwendete Elektronik	79

Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog to Digital Converter
ASCII	American Standard Code for Information Interchange
CFD	Constant Fraction Discriminator
ECL	Emitter Coupled Logic
ELBE	Elektronen Linearbeschleuniger für Strahlen hoher Brillanz und niedriger Emittanz
FEL	Freie Elektronen Laser
FIFO	First In First Out = Pufferspeicher
GSI	Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH
HPGe	High Purity Germanium
LBO	Lithium Tetraborat
LEA	Lean Easy Analysis
LMD	Listmode Datei
MBS	Multi Branch System
NIM	Nuclear Instruments Module
NRF	Nuclear Resonance Fluorescence
SEV	Sekundärelektronen Vervielfacher = Photovervielfacher
PTB	Physikalisch Technische Bundesanstalt
QDC	Charge to Digital Converter
SEP	Single Electron Peak
TAC	Time to Amplitude Converter
TDC	Time to Digital Converter

Kapitel 1

Einleitung

Im Jahre 1932 wies Sir James Chadwick durch den Beschuss von ${}^9\text{Be}$ mit α -Teilchen zum ersten Mal die Existenz von schweren, neutralen Teilchen nach [1]. Das Neutron mit einer Masse von $939,56536(8) \text{ MeV}/c^2$ [2] und einer mittleren Lebensdauer von $885,7(8) \text{ s}$ [2] war entdeckt und der Aufbau der Atomkerne konnte erklärt werden.¹ Die Ära der Kernphysik begann und brachte neben der Atombombe auch die nützlichen Aspekte der Kernenergie hervor.

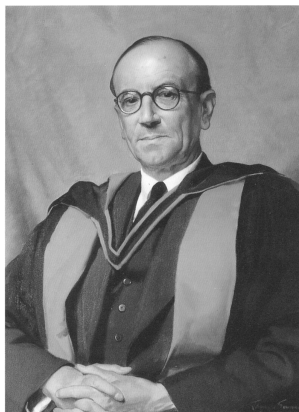


Abbildung 1.1: Sir James Chadwick (1812-1961)[4]

Neutronen spielen aber nicht nur im Mikrokosmos eine Rolle, sondern auch bei der Entwicklung des gesamten Universums, insbesondere bei der Entstehung der natürlich vorkommenden Elemente.

Als das Universum 10^{-4} Sekunden alt war, kombinierten Quarks und Gluonen zu Hadronen, von denen aber nur Neutronen und Protonen eine nennenswerte Lebensdauer aufweisen. Zirka eine Sekunde nach dem Urknall fusionierten diese primordialen Neutronen und Protonen bei Temperaturen von 10^{10} K zu den ersten Atomkernen: Deuterium, Helium und Lithium. Aus diesen bildeten sich die ersten Sterne, die wiederum durch Fusionsreaktionen (pp-Kette, Helium-Brennen, Kohlenstoff-Brennen, ...) auch die schwereren Elemente bis

¹ auch wenn Chadwick damals noch annahm, dass das Neutron aus einem Proton und einem Elektron zusammengesetzt sei

hin zum ^{56}Fe oder ^{56}Ni , welche die höchsten Bindungsenergien pro Nukleon aufweisen, erzeugen konnten.

Die Elemente mit einer größeren Massenzahl als 56 und damit wieder kleiner werdender Bindungsenergie bilden sich nicht mehr durch Fusion. Sie entstanden aber ebenfalls unter dem Einfluss von Neutronen, durch die sogenannten s- und r-Prozesse (slow bzw. rapid neutron capture). Dabei laufen Neutroneneinfangreaktionen mit anschließendem β -Zerfall bei niedrigen bzw. hohen Neutronendichten ab, wie sie zum Beispiel in Roten-Riesen-Sternen bzw. bei Supernovae auftreten können [3].

Es ist nun das Ziel der nuklearen Astrophysik, solche und ähnliche im Kosmos ablaufende Kern- und Teilchen-Reaktionen zu berechnen oder zu simulieren bzw. im Laborexperiment nachzuvollziehen, unter welchen Bedingungen und mit welchen Wahrscheinlichkeiten diese Reaktionen stattfinden, um dann weitere Aussagen über die Entwicklung der Sterne und des Universums machen zu können.

Am Elektronenbeschleuniger ELBE des Forschungszentrums Rossendorf, Dresden, werden Experimente zur nuklearen Astrophysik durchgeführt oder befinden sich im Aufbau. Mit Hilfe des Elektronenstrahls werden als Sekundärstrahlung sowohl Photonen, in Form von Bremsstrahlung, als auch Neutronen erzeugt, mit denen (γ, γ') -, (γ, n) -, (γ, p) -, (γ, α) - bzw. (n, γ) -Reaktionen untersucht werden sollen. Unter anderem will man den Wirkungsquerschnitt für die Photodissoziation des Deuterons $d(\gamma, n)p$ in dem für die Nukleosynthese interessanten Energiebereich nahe der Schwelle messen.

Das Ziel dieser Diplomarbeit ist es, Detektoren zum Nachweis von Neutronen in einem Energiebereich von einigen zehn keV bis wenige MeV zu entwickeln. Diese Detektoren müssen bezüglich ihrer Effizienz, Energie- und Zeitauflösung charakterisiert werden. Dazu muss ein leistungsfähiges Datenaufnahmesystem zur korrelierten Messung von Zeit- und Energieinformationen geschaffen werden.

Außerdem soll eine Testmessung des Deuteronaufbruchs durchgeführt werden, um die korrekte Funktionsweise unter realen Bedingungen bei Experimenten mit dem Beschleuniger zu überprüfen.

In Kapitel 2 wird zur Einführung auf die Grundlagen der Detektion von Neutronen eingegangen und mögliche Nachweisverfahren und Detektortypen werden beschrieben. Zur Motivation werden die bisherigen theoretischen und experimentellen Untersuchungen der Photodissoziation des Deuterons dargestellt, sowie die an ELBE geplanten Experimente beschrieben.

In Kapitel 3 folgt die Beschreibung des verwendeten Aufbaus von Detektoren, der Messelektronik und den Datenaufnahme- und Analyseprogrammen und in Kapitel 4 werden die Ergebnisse der durchgeführten Messungen zur Charakterisierung des Systems beschrieben und diskutiert. In Kapitel 5 werden die am ELBE-Beschleuniger durchgeführten Testmessungen zur Photodissoziation des Deuterons, die unter Verwendung der untersuchten Detektoren durchgeführt wurden, beschrieben und ausgewertet. Schließlich folgt eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf zukünftige Experimente.

Kapitel 2

Grundlagen

In dieser kurzen Einführung soll ein allgemeiner Überblick über die Möglichkeiten für die Detektion von Neutronen gegeben werden. Für tiefergehende Informationen verweise ich auf die vielfältig vorhandene Literatur, z.B. [5] oder [6].

2.1 Der Nachweis von Neutronen

Sir James Chadwick benutzte damals für den Nachweis der Neutronen den in Abbildung 2.1 dargestellten Messaufbau, bestehend aus einem evakuierbaren Gefäß und einer Ionisationskammer.

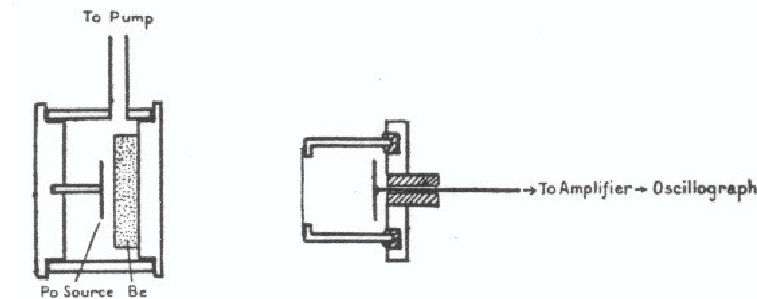


Abbildung 2.1: Chadwicks Messaufbau [1] bestehend aus einer Po-Be-Quelle (links) und einer Ionisationskammer (rechts)

In dem Gefäß befand sich eine ^{210}Po -Quelle, die beim radioaktiven Zerfall in ^{206}Pb α -Teilchen emittiert. Diese α -Teilchen treffen auf eine sich ebenfalls in dem Gefäß befindliche Beryllium-Probe und erzeugen durch folgende Kernreaktion Neutronen:



In dem abgebildeten Zustand misst die Ionisationskammer lediglich Untergrundstrahlung. Doch als Chadwick eine Paraffin-Platte zwischen Ionisationskammer und Quellen-Gefäß brachte, stieg die Zählrate der Kammer beachtlich an. Es stellte sich heraus, dass es sich bei der gemessenen Strahlung um Protonen

handelte. Aus Energie- und Impuls-Betrachtungen schloss Chadwick dann auf die Existenz der Neutronen, die durch Stöße mit Wasserstoff-Kernen aus dem Paraffin Protonen herausgeschlagen hatten [1].

Schon an diesem historischen Beispiel wird das große Problem deutlich, auf das man stößt, wenn man Neutronen nachweisen will: Man muss die Neutronen zuerst in geladene Teilchen (Protonen, α -Teilchen, ...) konvertieren, die man durch ihren elektronischen Energieverlust wesentlich einfacher detektieren kann. Deshalb besteht heute nahezu jeder Neutronendetektor aus einer Kombination von einem speziellen Targetmaterial, das diese Konversion übernimmt, und einem konventionellen Strahlungsdetektortyp, wie er in der Kern-, Teilchen- oder Ionenstrahlphysik üblich ist. Für die Wahl der Konversionsmethode für Neutronen in einem Energiebereich weniger eV bis einige MeV gibt es prinzipiell drei verschiedene Möglichkeiten:

- (a) Spaltung schwerer Kerne (z.B. ^{235}U)
- (b) elastische Streuung zur Erzeugung von Rückstoßkernen (z.B. an Protonen in Plastik- Szintillatoren)
- (c) Neutroneneinfangreaktionen an Kernen mit entsprechend hohem Wirkungsquerschnitt (z.B. ^6Li)

Bei (a) werden Reaktionen wie:

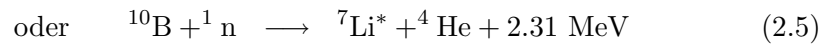
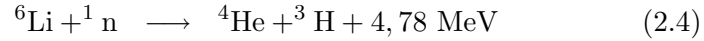
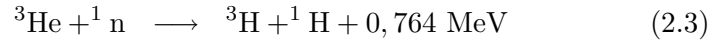


zur Konversion der Neutronen verwendet und der Nachweis über die Detektion der Spaltfragmente geführt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit von Detektoren, die diese Methode benutzen, ist vom Verlauf des neutroneninduzierten Spaltquerschnittes abhängig, der mit zunehmender Neutronenenergie stark abnimmt (siehe Abb. 2.2). Diese Reaktionen erzeugen zwar hochenergetische Teilchen, die in einfacher Weise detektiert werden können, aber eine geringe Reichweite besitzen. Deshalb dürfen solche Detektoren nur eine geringe Massenbelegung aufweisen, was aber wiederum eine geringe Effizienz zur Folge hat. Deshalb wird diese Methode nur selten verwendet.

Für (b) benötigen die Neutronen entsprechend hohe Energien, um die jeweiligen Atomkerne von ihren Plätzen im Festkörper herauszustößen. Dies funktioniert um so besser, je leichter der Target-Kern ist, da dann der mittlere Impulsübertrag um so größer wird. Deshalb benutzt man für diese Methode meist Materialien, die zu einem Großteil aus Wasserstoff aufgebaut sind, z.B. Kohlenwasserstoffe. In diese werden spezielle Szintillatormaterialien eingebracht, die dann die herausgeschlagenen Wasserstoffkerne, also Protonen, nachweisen.

Plastik-Szintillatoren zum Beispiel bieten neben den guten Zeiteigenschaften (schnelle Anstiegs- und Abfalls-Zeiten der Detektorimpulse) auch den Vorteil, dass sie kostengünstig in fast jeder beliebigen Form und Größe hergestellt werden können.

Neutroneneinfangreaktionen (c) haben im Allgemeinen einen stark mit der Neutronenenergie abfallenden Wirkungsquerschnitt (vgl. Abb. 2.2) und kommen deshalb meist nur für langsame Neutronen mit Energien unterhalb weniger keV zum Einsatz. Üblich sind hier vor allem die Reaktionen:



Dadurch, dass diese Reaktionen einen positiven Q-Wert aufweisen, bieten sie auch eine einfache Möglichkeit, um eine Unterdrückung von Rauschen und niederenergetischen γ -Ereignissen vorzunehmen.

Prinzipiell kann man diese Reaktionen auch für höhere Neutronenenergien nutzen. Aber um damit effiziente Detektoren zu bauen, muss man die Neutronen erst moderieren, d.h. ihre Energie z.B. durch Streuung in einem geeigneten Material so weit reduzieren, dass sie in einen Bereich höheren Wirkungsquerschnittes fällt. Dabei geht aber jegliche Energie- und Zeit-Information verloren.

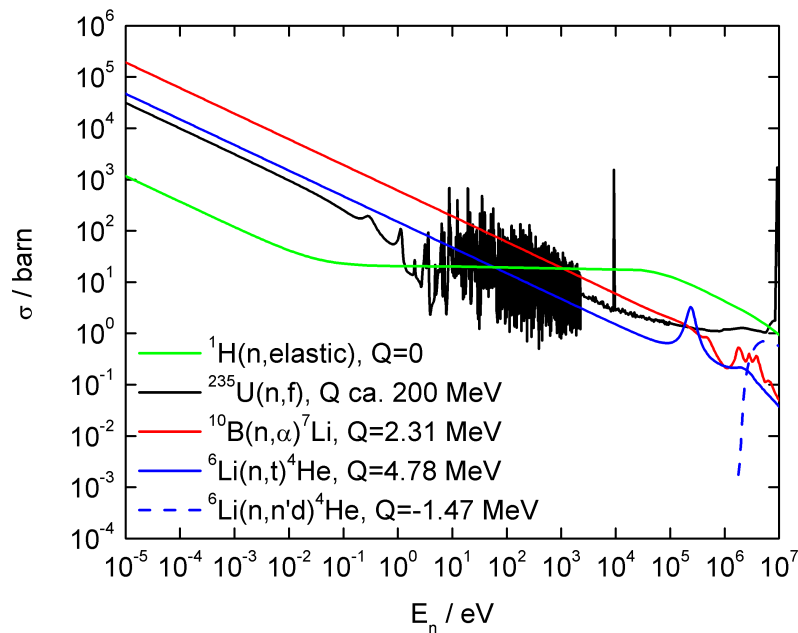


Abbildung 2.2: Wirkungsquerschnitte gebräuchlicher Neutronen-Nachweisreaktionen [7]

Die Energieauflösung von Detektoren, die die eben beschriebenen Nachweismethoden benutzen, ist in der Regel so gering, dass eine direkte Messung der Energie der Reaktionsprodukte nur wenig Rückschlüsse über die Energie der eingeschossenen Neutronen zulässt. Ein Grund dafür ist die Tatsache, dass ein einfallendes Neutron bei (a) und (c) hauptsächlich den Q-Wert im Detektor deponiert und bei (b), aufgrund der Kinematik des elastischen Stoßes, je nach

Streuwinkel einen Wert zwischen Null und seiner kinetischen Energie. Deshalb benutzt man für die genaue Messung der Neutronenenergie die Technik der Flugzeit-Spektroskopie. Dabei wird die Flugzeit der Neutronen über eine festgelegte Strecke gemessen. Bei Messungen mit Quellen, in denen radioaktive Zerfälle stattfinden, zum Beispiel, erhält man den Startzeitpunkt dadurch, dass man den Zeitpunkt eines Zerfalls mit Hilfe eines Detektors bestimmt, der nahe der Quelle die Zerfallsprodukte nachweist. Der Stoppzeitpunkt wird dann durch die Detektion der Neutronen nach der gewünschten Flugstrecke mittels einer der oben beschriebenen Neutronennachweismethoden bestimmt (vgl. Abb. 2.3).

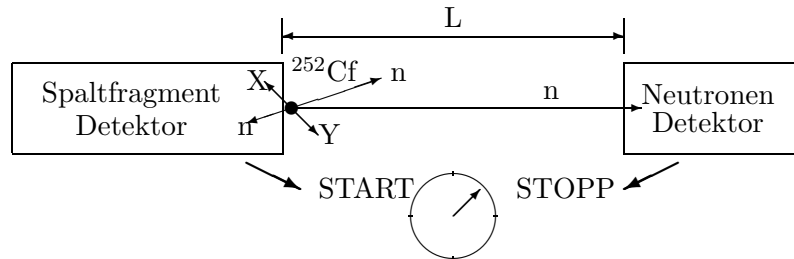


Abbildung 2.3: Prinzip der Flugzeitmessung am Beispiel der Spontanspaltung von ^{252}Cf

2.2 Die Photodissoziation des Deuterons

Die „ELBE-Quelle“ im Forschungszentrum Rossendorf bei Dresden ist die größte Forschungsanlage in Sachsen. Die Abkürzung ELBE bezeichnet den **E**lektronen **L**inearbeschleuniger für Strahlen hoher **B**rillanz und niedriger **E**mittanz. Der Elektronenstrahl wird jedoch kaum direkt für Experimente genutzt, sondern hauptsächlich zur Erzeugung von Sekundärstrahlung. Dadurch steht an dem Beschleuniger ein breites Spektrum an Strahlungsarten bereit, angefangen mit Bremsstrahlungs- und Röntgen-Photonen über Infrarot-FEL-Licht und Positronen bis hin zu Neutronen (vgl. Abb. 2.4). Die für die verschiedenen Strahlungstypen wählbaren Parameter sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Der Beschleuniger wird unter anderen von drei verschiedenen Arbeitsgruppen des Institutes für Kern- und Hadronenphysik benutzt. Die Infrarot-FEL-Gruppe benutzt die Elektronen als aktives Medium eines Freie-Elektronen-Lasers (FEL) zur Erzeugung von Infrarotstrahlung in einem durchstimmbaren Bereich von 4 bis 22 μm verwendet, um mit diesem unter anderem Untersuchungen an Biomolekülen durchzuführen [8, 9]. Zweiter Nutzer ist die Abteilung Strahlungsphysik, die den Elektronenstrahl zur Erzeugung quasi-monochromatischer Röntgenstrahlung durch Channeling benutzt, um damit zum Beispiel strahleninduzierte Zellschädigungen zu erforschen.

Die erste Gruppe, die Experimente an dem Beschleuniger durchgeführt hat, ist die Abteilung Kernphysik, die Atomkerne mit kern- und/oder astrophysikalischem Hintergrund untersucht. Dazu verwendet man Bremsstrahlung. Diese wird erzeugt, indem man den Elektronenstrahl auf eine 4-12 μm dünne Niob-

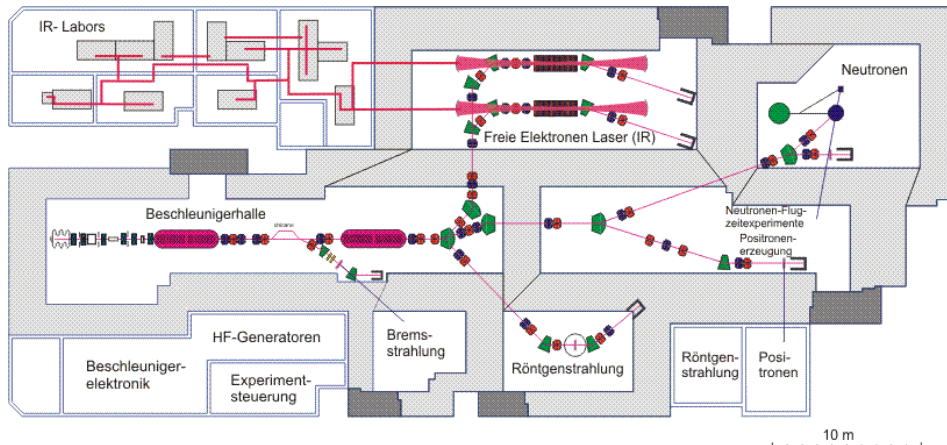


Abbildung 2.4: Die Forschungsanlage ELBE [8]

Folie schießt, den sogenannten Radiator. Die Elektronen emittieren bei ihrer Abbremsung in dem Radiator ein kontinuierliches Spektrum an hochenergetischen Photonen. Diese Bremsstrahlung wird in eine Experimentierhalle geleitet, während der Elektronenstrahl in einem Strahlfänger vernichtet wird. Der Messaufbau ist in Abbildung 2.5 dargestellt. An ELBE kann man so γ -Strahlung bis zu einer Energie von 20 MeV erzeugen, die zudem noch je nach Austrittswinkel aus dem Radiator teilweise polarisiert ist.

Tabelle 2.1: Auslegungsparameter des ELBE-Beschleunigers

Parameter	Röntgenstrahlung	Bremsstrahlung	IR, Neutronen, Positronen
Elektronenstrahlenergie /MeV	12–40	5.5–20	12–40
Max. Bunchladung /pC	0.77	77	77
Max. mittlerer Strahlstrom / μ A	200	1000	1000
Normalisierte transversale Emittanz /mm mrad(rms)	3	20	20
Normalisierte longitudinale Emittanz /keV ps(rms)	50	140	140
Mikropulslänge /ps	2	2	1–10
Mikropuls Wiederholfrequenz /MHz	260	13	13
Makropulslänge /ms	0.1–40/cw	0.1–40/cw	0.1–40/cw
Makropuls Wiederholfrequenz /Hz	1–25	1–25	1–25

Diese Strahlung wird zum Beispiel verwendet, um Nuklear-Resonanz-Fluoreszenz-Spektroskopie (NRF) zu betreiben, die Informationen über die angereg-

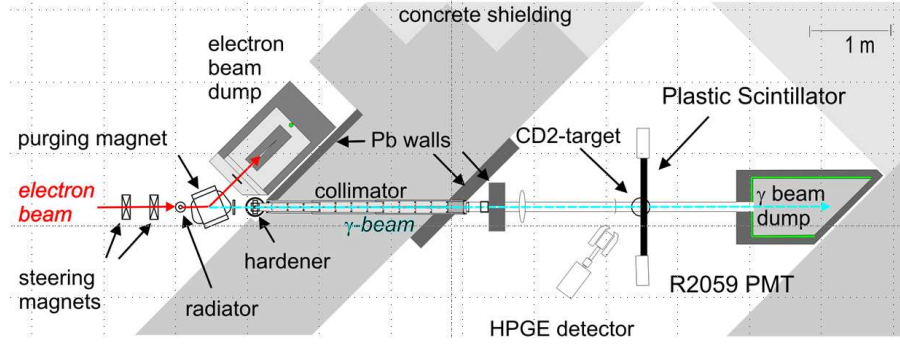


Abbildung 2.5: Aufbau des Bremsstrahlungsmessplatzes

ten Kernzustände liefert, oder für die Durchführung von Aktivierungsmessungen, um Reaktionsraten und Wirkungsquerschnitte astrophysikalisch interessanter Reaktionen zu bestimmen. Dabei werden ausgewählte Kerne mit Bremsstrahlung beschossen und so in der Probe zum Beispiel (γ, n) - oder (γ, p) -Reaktionen ausgelöst. Die Reaktionsraten ergeben sich dann, nach der Bestrahlung, durch die Messung der charakteristischen Spektren der erzeugten Kerne und der daraus bestimmbaren Anzahl dieser Kerne. Eine andere Möglichkeit, die entwickelt wird, ist, die emittierten Neutronen bei (γ, n) -Reaktionen direkt während der Bestrahlung zu messen.

Als interessante Reaktion bietet sich dabei die Photodissoziation des Deuterons an:



Zu dieser Reaktion gibt es verschiedene theoretische Arbeiten, zum Beispiel von Bethe und Longmire [10] bzw. Arenhövel und Sanzone [11]. In diesen wird der Wirkungsquerschnitt mit verschiedenen theoretischen Modellen berechnet. Deren Ergebnisse sind in Abbildung 2.6 dargestellt.

Ebenfalls in dieser Abbildung sind auch die Rechnungen im Rahmen Effektiven Feldtheorie von Chen und Savage [13] bzw. Rupak [14] eingetragen. Diese sind jedoch für die umgekehrte Reaktion:



angestellt worden.

Man kann die Wirkungsquerschnitte σ für die Hin- und Rückreaktion aber leicht über das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts ineinander umrechnen. Nach diesem Prinzip gilt für eine Reaktion $A + B \longleftrightarrow C + D$ [15]:

$$\frac{\sigma(AB \rightarrow CD)}{\sigma(CD \rightarrow AB)} = \frac{(2J_C + 1)(2J_D + 1) \cdot |\vec{p}_C - \vec{p}_D|^2}{(2J_A + 1)(2J_B + 1) \cdot |\vec{p}_A - \vec{p}_B|^2} \quad (2.8)$$

Dabei bezeichnet J_i den Gesamtdrehimpuls und \vec{p}_i den Impulsvierervektor des jeweiligen Reaktionsteilnehmers. Für die Reaktion (2.6/2.7) ist:

$$(2J_d + 1) = 3 \quad (2.9)$$

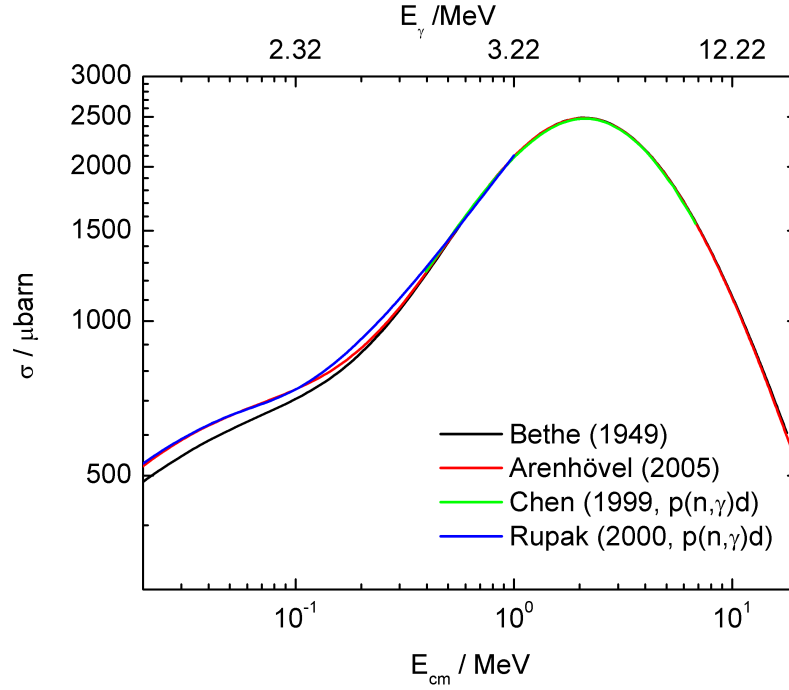


Abbildung 2.6: Theoretisch berechneter Wirkungsquerschnitt der Photodissoziation des Deuterons nach [10, 12, 13, 14]

$$(2J_\gamma + 1) := 2 \quad (2.10)$$

$$(2J_n + 1) = 2 \quad (2.11)$$

$$(2J_p + 1) = 2 \quad (2.12)$$

$$|\vec{p}_d - \vec{p}_\gamma|^2 = E_\gamma^2 \quad (2.13)$$

$$\text{und } |\vec{p}_n - \vec{p}_p|^2 = 2\mu c^2 E_{cm} \quad (2.14)$$

Wobei E_{cm} die kinetische Gesamtenergie im Schwerpunktsystem und

$$\mu = \frac{m_n m_p}{m_n + m_p} \approx \frac{m_n}{2}$$

die reduzierte Masse ist. Aus (2.8) wird:

$$\frac{\sigma(d\gamma \rightarrow np)}{\sigma(np \rightarrow d\gamma)} = \frac{2 \cdot 2 \cdot 2\mu c^2 E_{cm}}{3 \cdot 2 \cdot E_\gamma^2} = \frac{4 \cdot \mu c^2 E_{cm}}{3 \cdot E_\gamma^2}$$

Damit erhält man schließlich unter Verwendung von $E_{cm} = E_\gamma - B$:

$$\sigma(d\gamma \rightarrow np) = \frac{2m_n c^2 (E_\gamma - B)}{3 \cdot E_\gamma^2} \cdot \sigma(np \rightarrow d\gamma) \quad (2.15)$$

B bezeichnet die Bindungsenergie des Deuterons. Diese ergibt sich aus dem Massendefekt. Es ist nach [2]:

$$\text{die Masse des Deuterons: } m_d = 1875,61282(16) \text{ MeV}/c^2 \quad (2.16)$$

$$\text{die Masse des Protons: } m_p = 938,27203(8) \text{ MeV}/c^2 \quad (2.17)$$

$$\text{und die Masse des Neutrons: } m_n = 939,56536(8) \text{ MeV}/c^2 \quad (2.18)$$

Damit folgt:

$$\begin{aligned} B &= (m_p + m_n - m_d) \cdot c^2 \\ B &= 2,2246(18) \text{ MeV} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Dies gibt gleichzeitig die Schwellenenergie für die Photodissoziation des Deuterons im Schwerpunktsystem an.

Das Interesse an dieser Reaktion ergibt sich aus der Bedeutung für die Nukleosynthese kurz nach dem Urknall (vgl. Abb. 2.7). Unter den dabei abgelaufenen Reaktionen ist die Photodissoziation des Deuterons bzw. ihre Umkehrung eine Schlüsselreaktion, da sie der erste Schritt hin zu den „echten“ Atomkernen ist, also denen die nicht nur aus einem Teilchen aufgebaut sind.

Die Nukleosyntheseprozesse nach dem Urknall liefen bei sehr hohen Temperaturen ab, so dass sowohl die Hin- als auch die Rückreaktionen stattfinden konnten, Isotope gebildet und danach wieder zerstört werden konnten. Mit der weiteren Ausdehnung und Abkühlung stoppten diese Reaktionen (nach weniger als 60 Minuten) mangels der nötigen Teilchen- und Photonendichten.

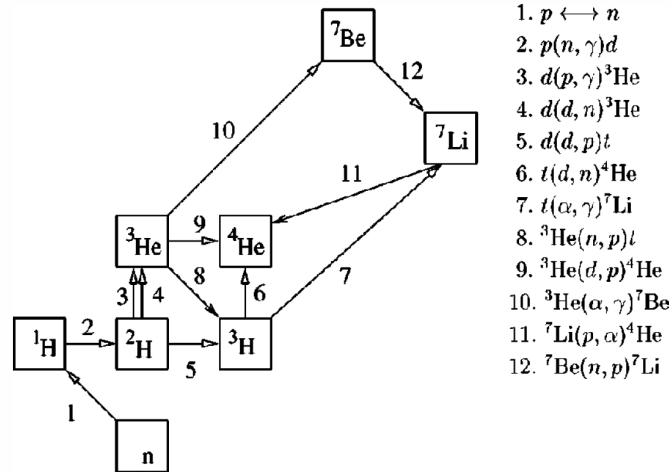


Abbildung 2.7: Die wichtigsten Reaktionen während der Nukleosynthese nach dem Urknall [19]

Mit Hilfe von Netzwerkrechnungen, die die Wirkungsquerschnitte der in Abbildung 2.7 dargestellten Reaktionen benutzen, kann man aus den heute bestehenden Mengenverhältnissen der leichten Elemente auf die während des Urknalls gegebenen Bedingungen zurückschließen. Dies setzt eine präzise Bestimmung dieser Wirkungsquerschnitte voraus [16]-[21].

Es werden Energiebereiche angegeben, welche eine besonders große Rolle gespielt haben und die genauer untersucht werden sollten. Burles [16] gibt explizit für die Photodissoziation einen Energiebereich von 30-130 keV kinetischer Schwerpunktsenergie an.

Betrachtet man die schon vorhandenen Messpunkte aus früheren Messungen der Photodissoziation des Deuterons in Abbildung 2.8, so erkennt man deutlich

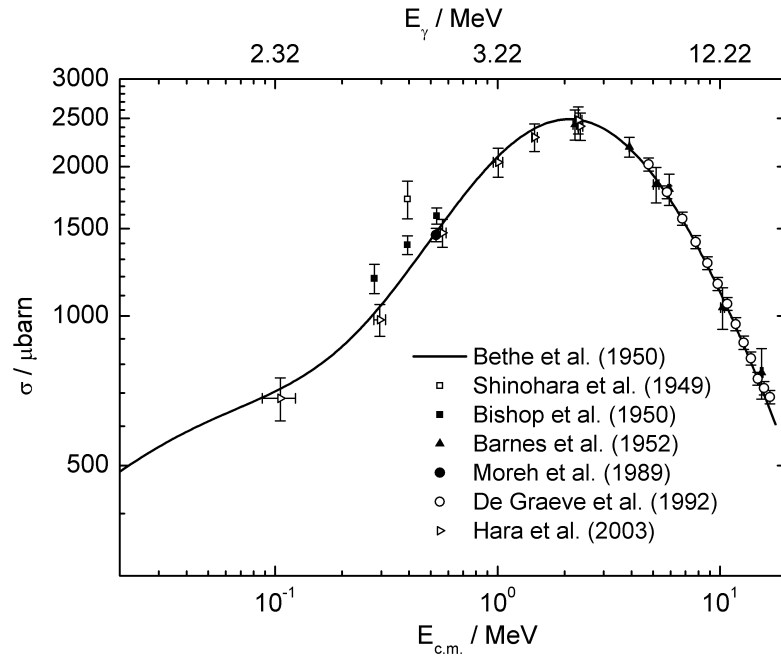


Abbildung 2.8: Experimentell bestimmter Wirkungsquerschnitt der Photodissoziation des Deuterons [22]-[27]

den Bedarf an weiteren Messwerten in dem Energiebereich nahe der Schwelle. Während bei Energien oberhalb von 1 MeV der Wirkungsquerschnitt schon ziemlich exakt vermessen ist, steht in dem von Burles genannten Bereich nur ein Messpunkt zur Verfügung. Dies gibt Anlass dafür, zu versuchen, die Datenlage durch weitere Messungen im niederenergetischen Bereich zu ergänzen.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

3.1 Die Detektoren

Wie im vorangegangenen Kapitel erläutert, sind für die zukünftigen astrophysikalischen Messungen mit Neutronen am ELBE-Beschleuniger Energien im Bereich von einigen zehn keV bis wenige MeV interessant. Um diese nachzuweisen, wurden verschiedene Detektortypen getestet: Plastik-, Lithium-Glas- (Li) und Zinksulfid-Szintillatoren (ZnS) und ein Detektor aus dem Material Lithiumborat (LBO). Die Eigenschaften der verschiedenen Materialien sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Außerdem kommen Barium-Fluorid-Detektoren (BaF_2) zum Einsatz, die bei Flugzeitmessungen mit Quellen als Photonendetektor den Startzeitpunkt liefern sollen. Die BaF_2 Kristalle wurden von der TAPS-Kollaboration [28] entwickelt und haben eine hexagonale Form mit einer Länge von 290 mm und einem Innkreisdurchmesser von 53 mm.

Jeder Szintillator wurden mit je einer Schicht Teflon-Band, Aluminium-Folie und lichtdichtem, schwarzem Klebeband ummantelt und mit Silikon-Fett direkt mit Photovervielfachern (SEVs) vom Typ R2059-01¹ verbunden. Zur mechanischen Stabilisierung wurden die Detektoren mit lichtdichtem Schrumpfschlauch eingepackt. Die verschiedenen Detektoren sind im betriebsbereiten Zustand in Abbildung 3.1 abgebildet.

Für die Plastik-Detektoren wurde EJ-200² verwendet, ein Szintillator auf Basis von Polyvinyltoluen. Das Material liegt in Streifen mit einem rechteckigen Querschnitt und in verschiedenen Längen vor. Jeder Detektor ist aus zwei Streifen zusammengesetzt, sodass sie eine Gesamthöhe von 22 mm aufweisen. Zudem wird jeder Plastik-Detektor an beiden Enden von je einem Photovervielfacher ausgelesen, damit später eine Ortskorrektur, insbesondere bei den längeren Detektoren, möglich ist.

Die Li-Glas-Szintillatoren sind zylindrische Scheiben aus GS20³. Das Szintillieren wird durch die Dotierung mit Cer erreicht. Beim ZnS-Szintillator (BC-

¹Hamamatsu Photonics K.K., Electron Tube Division

²ELJEN Technology

³Applied Scintillation Technologies LTD



Abbildung 3.1: Die verwendeten Detektoren (Beispiele): oben: BaF_2 -Detektor, mitte: 12 cm langer Plastik-Detektor, unten: 25 mm dicker Li-Glas-Detektor

702⁴) handelt es sich um eine Verbindung von angereichertem ^6Li und $\text{ZnS}(\text{Ag})$, welches hier die Szintillation übernimmt. Wie aus Tabelle 3.1 ersichtlich, enthält das Li-Glas etwas mehr ^6Li -Kerne pro cm^3 als das ZnS , damit sollte auch seine Neutronennachweiseffizienz entsprechend höher sein.

Die LBO-Kristalle⁵ sind eher aus der Optik bekannt. Sie dienen dort als aktives Medium in Lasern. Die Kristalle sind ebenfalls zylindrisch. Die chemische Formel ist $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ (Lithium Tetraborat). Die molare Masse ist gleich 169,12 g/mol und die Dichte des Materials wird mit 2,44 g/ cm^3 angegeben [29]. Damit enthält der LBO-Kristall wesentlich mehr neutronensensitive Kerne als Li-Glas (vgl. Tab. 3.1). Es fehlen aber jegliche Zusatzstoffe, die als Szintillationszentren dienen könnten. Deshalb ist es fragwürdig, ob das LBO, zumindest in dieser Form, zum Nachweis von Neutronen geeignet sein kann.

Mit den in Tabelle 3.1 gegebenen Daten kann eine Abschätzung der zu erwartenden Effizienz durchgeführt werden. Treffen N_0 Teilchen auf den Detektor mit der Target-Teilchendichte n_T , so wird die Teilchenzahl N durch die Reaktion mit dem Wirkungsquerschnitt σ_R pro Flugstreckenelement ds um $N \cdot \sigma_R \cdot n_T$ verringert:

$$\frac{dN}{ds} = -N \cdot \sigma_R \cdot n_T \quad (3.1)$$

damit ergibt sich die Zahl der nach der Flugstrecke s im Detektor noch unbeeinflusst weiterfliegenden Teilchen zu

$$N_{\text{nichtreagiert}}(s) = N_0 \cdot \exp \{-\sigma_R \cdot n_T \cdot s\} \quad (3.2)$$

Die Effizienz ε ist nun definiert als das Verhältnis der Anzahl der nachgewiesenen Teilchen zur insgesamt eingeschossenen Teilchenzahl. Unter der Annahme,

⁴Saint-Gobain Crystals and Detectors

⁵DÖHRER Elektrooptik GmbH

Tabelle 3.1: Eigenschaften der Szintillatormaterialien

Material	Dimensionen / mm h x b x l bzw. ϕ x h	Dichte neutronen- sensitiver Kerne
Plastik (EJ-200)	11 x 42 x 125	$^1\text{H}: 5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$
	11 x 42 x 250	
	11 x 42 x 1000	
Li-Glas (GS20)	46 x 10	$^6\text{Li}: 7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$
	46 x 25	
ZnS (BC-702)	46 x 6	$^6\text{Li}: 9 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
LBO	46 x 5	$^6\text{Li}: 1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$
		$^{10}\text{B}: 7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$

dass alle im Detektor der Dicke d wechselwirkenden Teilchen auch nachgewiesen werden, folgt dann:

$$\varepsilon := \frac{N_{\text{nachgewiesen}}}{N_{\text{eingetroffen}}} \quad (3.3)$$

$$\Rightarrow \varepsilon = \frac{N_0 - N_{\text{nichtreagiert}}(d)}{N_0} \quad (3.4)$$

Man erhält schließlich

$$\varepsilon(E_n) = 1 - \exp \{-n_T \cdot \sigma_R(E_n) \cdot d\} \quad (3.5)$$

wobei die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Neutronenenergie E_n berücksichtigt wurde.

Nun kann man unter Verwendung der in Abbildung 2.2 dargestellten Wirkungsquerschnitte für die vorliegenden Detektorabmessungen die Effizienz berechnen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Für LBO ist die Effizienz in die beiden Nachweisreaktionen aufgesplittet.

Diese Abschätzung ist nur eine grobe Näherung. Um die genaue Effizienz zu berechnen, müssen Simulationen mit Monte Carlo Codes durchgeführt werden. Dabei können weitere Effekte mit einbezogen werden, wie Mehrfachstreuungen, Reaktionen an anderen Inhaltsstoffen der Detektoren, andere Reaktionen mit kleinerem Wirkungsquerschnitt, Streuung an umgebendem Material und nicht zuletzt die Quanteneffizienz der Photoervielfacher, den Szintillationsmechanismus und die Ausbreitung des Szintillationslichtes in der Geometrie des Kristalls.

Man erkennt in Abbildung 3.2, dass die Li-Glas- und ZnS-Detektoren, in dem Energiebereich einiger zehn keV bis weniger MeV, Effizienzen von weniger als 10 % erreichen, die Plastik-Detektoren über 90 %. Sie haben aber gegenüber dem Plastik-Szintillator den Vorteil des positiven Q-Wertes aus der Nachweisreaktion (vgl. Gln. (2.4)). Dieser ist bei der elastischen Streuung gleich Null. Das bedeutet, dass bei der Reaktion von Neutronen in einem Li-Glas-Detektor mindestens diese Energie freigesetzt und in Szintillationslicht umgewandelt werden

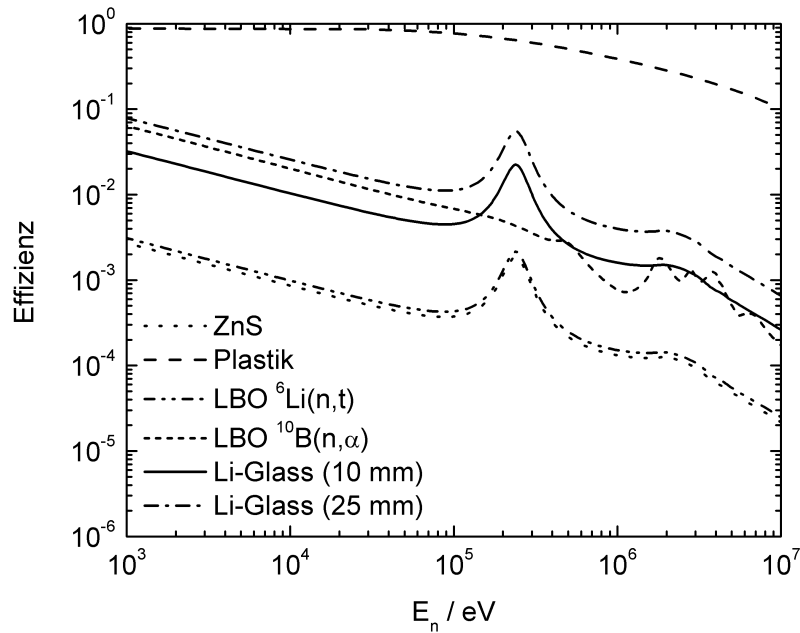


Abbildung 3.2: Abschätzung der Effizienzen der verwendeten Detektoren

kann. Dadurch kann man in diesen Detektoren eine deutliche Unterscheidung zwischen Neutronen und niederenergetischen Photonen oder Rauschen vornehmen. Bei den Plastik-Szintillatoren geht das nicht. Hier muss man eine definierte Nachweisschwelle setzen, um die Datenaufnahme nicht mit uninteressanten Ereignissen zu überfluten. Dabei werden leider auch Rückstoßprotonen mit niedriger kinetischer Energie unterdrückt, somit auch niederenergetische Neutronen.

Die Spannungsversorgung der Detektoren erfolgt unter Verwendung von aktiven Basen vom Typ PHQ2059 der Firma iseg Spezialelektronik, Dresden. Diese erhalten eine Betriebsspannung von 12 V und erzeugen intern die für den Betrieb der Photovervielfacher nötige Hochspannung. Es werden dadurch, ohne merkliche Erwärmung, Spannungen zwischen Kathode und Anode von bis zu 3000 V bei Strömen bis 200 μA gewährleistet. Der Spannungsteiler wurde durch Dämpfungswiderstände so optimiert, dass Nachschwinger in den Ausgangsimpulsen weitestgehend unterdrückt sind. Die Abbildung 3.3 zeigt einen Vergleich zwischen zwei Stadien während der Optimierung. Dargestellt sind die Anodensignale eines Photovervielfachers, der an einem BaF_2 -Kristall befestigt ist. Man sieht deutlich die Verbesserung der Impulsform durch die Dämpfungswiderstände.

3.1.1 Impulsformen

Um die Signale der Detektoren in geeigneter Weise verarbeiten zu können, betrachten wir zuerst die von den verschiedenen Detektoren erzeugten Ausgangsimpulse. Die Abbildungen 3.4 bis 3.7 zeigen die typischen Impulsformen und in Tabelle 3.2 sind die Werte für gemittelte Abfalls- und Anstiegszeiten aufgelistet.

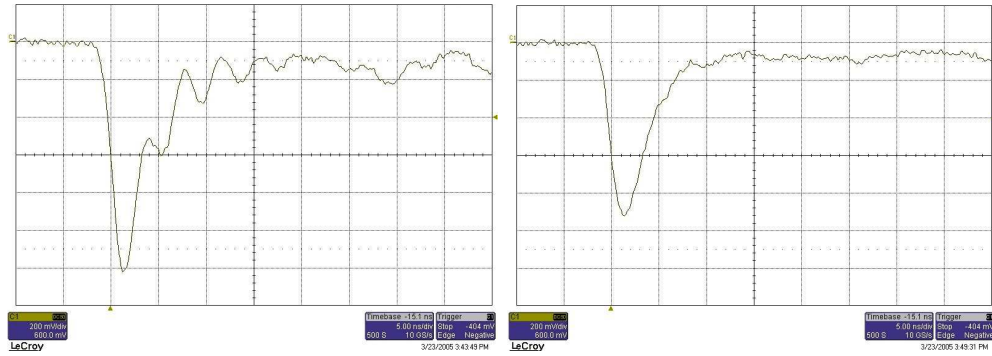


Abbildung 3.3: Photovervielfachersignal eines BaF_2 -Detektors, links ohne und rechts mit Dämpfungswiderständen (die Achseneinteilung ist: Ordinate: 200 mV/div, Abszisse: 5 ns/div)

Die schnellen Anstiegszeiten aller Detektoren erlauben sehr genaue Zeitmessungen. Im Gegensatz dazu ist die lange Abfallszeit von ZnS-, Li-Glas- und BaF_2 -Detektor eher hinderlich. Bei sehr hohen Zählraten kann es dadurch dazu kommen, dass auf dieser abfallenden Flanke schon wieder ein neuer Impuls

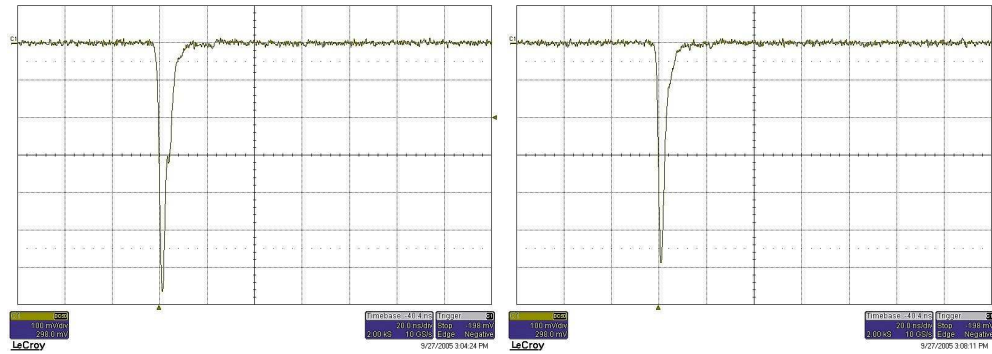


Abbildung 3.4: Detektorsignal links eines Plastik- und rechts eines LBO-Detektors (Ordinate: 100mV/div, Abszisse: 20ns/div)

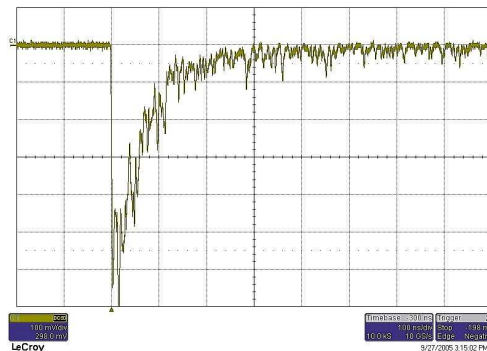


Abbildung 3.5: Detektorsignal eines Li-Glas-Detektors (Ordinate: 100mV/div, Abszisse: 100ns/div)

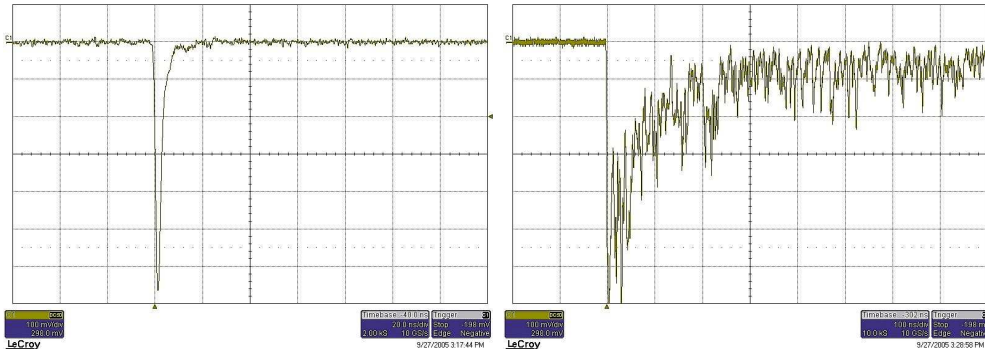


Abbildung 3.6: Verschiedene Detektorsignale eines ZnS-Detektors mit unterschiedlichen Verhältnissen der Szintillationslichtkomponenten: links: Photoneneignis, rechts: Neutroneneignis (Ordinate: 100mV/div, Abszisse: links 20ns/div, rechts 100ns/div)

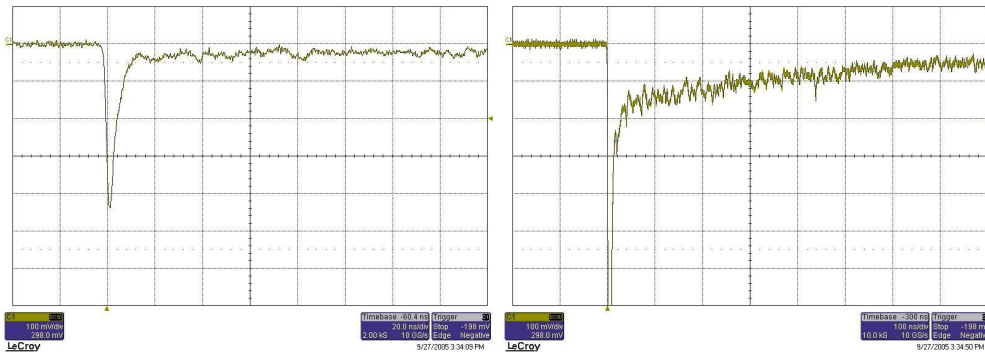


Abbildung 3.7: Verschiedene Detektorsignale eines BaF₂-Detektors mit unterschiedlichen Verhältnissen der Szintillationslichtkomponenten (Ordinate: 100mV/div, Abszisse: links 20ns/div, rechts 100ns/div)

Tabelle 3.2: Anstiegs- und Abfalls-Zeiten der Detektorsignale

Detektor	Anstiegszeit / ns	Abfallszeit / ns
Plastik	2,3	6,7
LBO	1,5	5,4
Li-Glas	5–10	50–300
ZnS	1,5	5–500
BaF ₂	2,3	10–1000

sitzt. Dieser Pile-Up-Effekt spielt zwar für die Zeitmessung kaum eine Rolle, kann aber das Energiesignal stark verfälschen.

Beim ZnS- und BaF₂-Detektor erkennt man, dass diese langen Abfallszeiten unterschiedlich stark ausfallen (Abb. 3.6 bzw. 3.7). Das liegt daran, dass sie durch verschiedene Strahlungssorten verursacht werden. Je nachdem welche Art Teilchen das Signal auslöst, werden verschiedene Komponenten des Szintillationslichtes unterschiedlich stark angeregt. Dies kann man teilweise zur

Identifizierung der nachgewiesenen Strahlung durch Impulsformdiskriminierung verwenden. Darauf wird in Abschnitt 4.4 noch genauer eingegangen.

3.2 Der Aufbau der Messelektronik

Um mit den Detektoren Neutronen nachweisen zu können, müssen die eben diskutierten Ausgangsimpulse in geeigneter Weise weiterverarbeitet werden, je nachdem welche Größen man messen will.

Im vorliegenden Fall soll sowohl die Zeit- als auch die Energie-Information von jedem Ereignis aufgenommen werden. Dabei muss die Zuordnung zwischen den beiden Messwerten erhalten bleiben. Dies ist deshalb wichtig, da man zum Beispiel auf den Energiewert eine Schwelle legen will, um dann im Flugzeitspektrum störenden γ -Ereignisse herauszufiltern.

3.2.1 Energiebestimmung

Die Energie eines Detektorsignals kann man entweder dadurch bestimmen, dass man seine Impulshöhe oder seine Ladung misst. Für die Messung der Impulshöhe verwendet man einen amplitudenempfindlichen Analog zu Digital Wandler (ADC). Dazu müssen die Signale aber speziell geformt und verstärkt werden, was bei den sehr schnellen und kurzen Photovervielfachersignalen mit herkömmlicher Elektronik schwierig ist. Deshalb ist es besser die Methode der Ladungsmessung mit Hilfe eines ladungsempfindlichen Analog zu Digital Wandler (QDC)⁶ zu verwenden. Der QDC funktioniert so, dass der Eingangsimpuls integriert und digitalisiert wird. Die Integrationszeit wird dabei durch ein logisches Signal festgelegt, das sogenannte Gate. Schaltet dieses auf logisch 1 so integriert der QDC solange, bis es wieder auf 0 zurückgesetzt wird.

In Abbildung 3.8 ist der prinzipielle Messaufbau mit einem QDC dargestellt. Um das Integrations-Gate zu erzeugen, ohne das ursprüngliche Signal zu verlieren, wird der Detektorimpuls auf zwei Zweige der Schaltung aufgeteilt. Dies kann nicht über ein T-Stück erfolgen, sondern muss unter Impedanzanpassung geschehen. Dadurch wird verhindert, dass es zur Reflexion der schnellen elektrischen Impulse beim Übergang vom Kabel in ein Modul (oder umgekehrt) kommt. Da alle Module eine Eingangsimpedanz von $50\ \Omega$ besitzen, ist dies mit einer Dreieckschaltung aus drei gleichen $50\ \Omega$ Widerständen gemäß Abbildung B.1.B zu realisieren. Die genaue Erläuterung folgt in Anhang B.

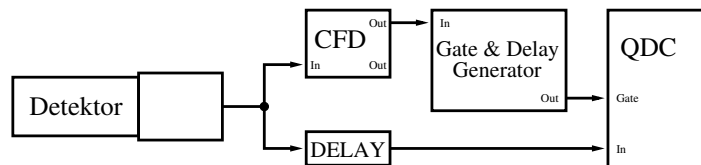


Abbildung 3.8: Prinzipieller Messaufbau mit einem QDC

⁶Die genaue Bezeichnungen der verwendeten Elektronik ist im Anhang A zu finden.

Da mit dem Messaufbau mehrere Detektoren gleichzeitig aufgenommen werden sollen, wurde ein Modul bestehend aus 10 solchen Splittern angefertigt. Beim Testen dieses Moduls zeigte sich leider das Problem des Übersprechens benachbarter Kanäle (Cross Talk). Da die einzelnen Widerstandsschaltungen räumlich sehr eng nebeneinander liegen, kann es dazu kommen, dass ein Signal aus einem Kanal in einen benachbarten Kanal überspricht, dass also ein Widerstand in dem ersten Kanal als Sender und einer im benachbarten als Antenne wirkt. Hier konnte das Problem dadurch gelöst werden, dass zwischen jedem Kanal ein spezielles, mit einem feinen Drahtnetz überzogenes Schaumstoffstück angebracht wurde.

Zur Erzeugung des Integrations-Gates werden die Detektorimpuls erst mit Hilfe eines Constant Fraction Diskriminators (CFD) in logische NIM-Signale⁷ umgewandelt, d.h. Signale mit einer definierten Startzeit. Der CFD gibt genau dann ein „logisch 1“-Signal aus, wenn das Eingangssignal einen bestimmten Bruchteil der Gesamthöhe erreicht. Die Länge dieses Signals ist in der Regel durch Potentiometer oder durch den Austausch bestimmter elektronischer Bauelemente einstellbar. Außerdem kann noch eine Schwelle so gewählt werden, dass das Signal nur dann ausgegeben wird, wenn am Eingang eine gewisse Mindestspannung überschritten wird.

Es wurden verschiedene CFD-Module getestet [31], aber nur die in Anhang A genannten konnten für gut genug befunden werden. Die anderen⁸ hatten entweder Schwierigkeiten mit der sehr kurzen Anstiegszeit der Detektorsignale oder aber mit deren Amplitude, die in einem großen dynamischen Bereich von 50 mV bis mehrere Volt verwendet liegt.

Mit Hilfe des CFD-Signals wird ein Gate & Delay-Generator ausgelöst, der das Integrations-Gate für den QDC in der gewünschten Länge und zum nötigen Zeitpunkt ausgibt. Um die Zeit, die CFD und Gate-Generator benötigen, um ein Gate zu erzeugen, so zu überbrücken, dass Gate und Detektorsignal gleichzeitig am QDC anliegen, wird der Detektorimpuls durch eine Verzögerungsleitung (Delay), bestehend aus 90 m 50 Ω Koaxialkabel, um 450 ns zeitlich verzögert.

3.2.2 Zeitbestimmung

Die Zeitinformation wird mit Hilfe eines multi-hit-fähigen Vielkanal-Zeit-zu-Digital-Wandlers (TDC) gemessen. Herkömmliche TDCs oder Zeit-zu-Amplitude-Wandler (TAC) messen die Zeit zwischen einem gegebenen Start- und einem Stoppimpuls. Das verwendete Modul aber misst innerhalb eines vorgegebenen Zeitfensters (matchwindow) für jeden einzelnen Eingangskanal die Zeiten aller in diesem Kanal eingegangenen Impulse. Die Länge des Matchwindows und die Lage relativ zu einem Auslöser (Trigger) sind quasi frei einstellbar, sodass hier auf Verzögerungsleitungen, wie sie sonst üblich sind, verzichtet werden kann.

Die Abbildung 3.9 zeigt den prinzipiellen Messaufbau mit diesem TDC. Hierbei kommt noch ein weiteres Module zum Einsatz. Ein NIM zu ECL Konverter, der die NIM-Signale des CFDs in die von dem TDC geforderten ECL-

⁷logisch 0 $\hat{=}$ 0V, logisch 1 $\hat{=}$ -0,8V

⁸u.a. von CAEN, Canberra und Ortec

Signale⁹ umwandelt.

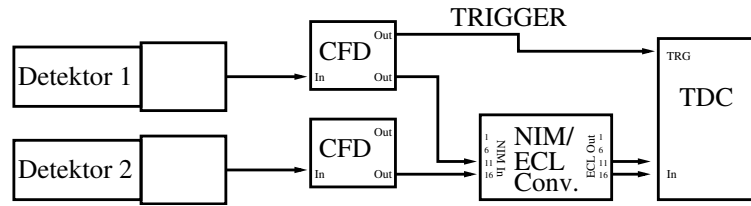


Abbildung 3.9: Prinzipieller Messaufbau mit einem TDC

Hierbei kam es wieder zum Auftreten von Übersprechen, zu dessen Minimierung im Gesamtaufbau fünf verschiedenen NIM zu ECL Konverter¹⁰ zum Einsatz kommen werden (vgl. Abb. 3.13). Wie in Abbildung 3.10 zu sehen ist, werden durch das Eingangssignal in einem Kanal in den Nachbarkanälen Störungen induziert. Diese sind zwar relativ klein, liegen dafür aber immer an der gleichen Stelle. Kommt jetzt in diesem Nachbarkanal ein echtes Signal von einem anderen Detektor an und fällt zeitlich in diese Störung, so verschiebt diese das Signal, das der TDC misst, und wird im Flugzeitspektrum sichtbar.

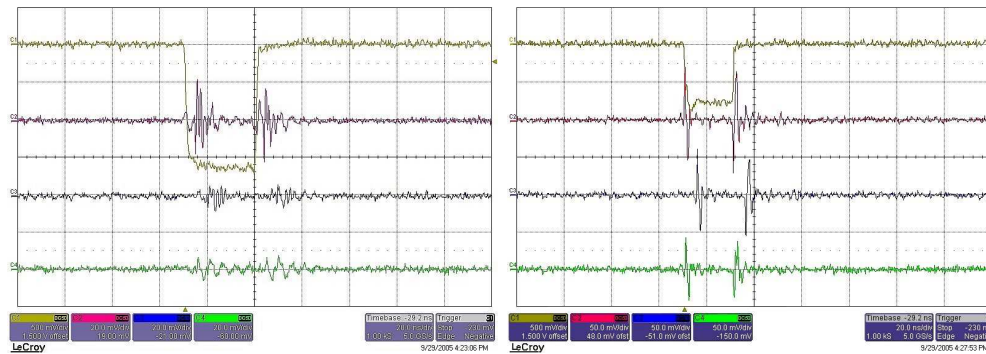


Abbildung 3.10: Übersprechen in NIM zu ECL Konvertern, links Phillips, rechts CAEN: Das oberste Signal ist das Eingangssignal in Kanal 1, darunter folgen 1., 2. und 3. Nachbarkanal (Achseinteilung: Abszisse: 20 ns/div, Ordinate: Kanal1: 500 mV/div sonst: links: 20 mV/div rechts: 50 mV/div)

Bei den Phillips-Modulen geschieht das Übersprechen nur bis etwa zum 5. Nachbarkanal. Durch entsprechendes Freilassen von Kanälen konnten die Auswirkungen weitestgehend beseitigt werden. Die elektronische Schaltung der CAEN-Module ist jedoch so dicht gepackt, dass ein Kanal auf alle anderen Kanäle dieses Moduls und auf das nächste Modul im Überrahmen (Crate) überspricht. Deshalb konnte hier nur ein Kanal pro Modul verwendet werden und im Crate mussten entsprechend Einschübe freigelassen werden. Im Moment sind noch Entwicklungen im Gange, die einen übersprechfreien NIM zu ECL Konverter hervorbringen soll [31]

⁹differentielles Signal: logisch 0 $\hat{=}$ -0,9V, logisch 1 $\hat{=}$ -1,75V

¹⁰drei von Phillips und zwei von CAEN

Bestimmung der Dispersion des TDC

Um die Flugzeiten absolut messen zu können, muss eine Kalibrierung des TDCs durchgeführt werden. Dazu werden die Signale der Detektoren durch das Startsignal eines sogenannten Time-Calibrators ersetzt. Als Referenz dient das Stoppsignal desselben.

Der Time-Calibrator gibt in einem gewählten Zeitbereich von $1,28 \mu\text{s}$ Signale mit einem definiertem zeitlichem Abstand von 10 ns ($\pm 10 \text{ ps}$ Ungenauigkeit) aus. In Abbildung 3.11 sieht man das Ergebnis der Messung. Die einzelnen Peaks des Zeitspektrums haben dabei im Mittel eine Breite von 2,7 Kanälen und einen Inhalt von 6500 Ereignissen. Die unterschiedlichen Höhen kommen durch das feine Binning zustande, d.h. wenn der jeweilige Peak mittig in einem Kanal liegt, fällt der Großteil seines Inhalts in diesen einen Kanal. Liegt er zeitlich genau zwischen zwei Kanälen, so verteilen sich die Ereignisse dementsprechend und der Peak erscheint niedriger, obwohl er das gleiche Integral aufweist.

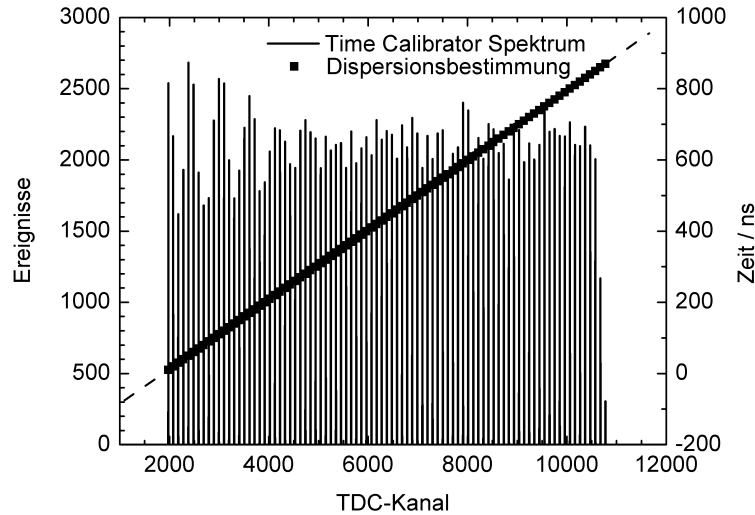


Abbildung 3.11: Ergebnis der Messung mit dem Time-Calibrator

Die Lage der Peaks wurden durch Anpassung mit Gauß-Funktionen bestimmt. Aus diesen und dem zeitlichen Abstand von 10 ns ergibt sich der in Abbildung 3.11 dargestellte lineare Zusammenhang. Damit ergibt sich eine zeitliche Breite der TDC-Kanäle von:

$$\boxed{\frac{\Delta t}{\Delta ch} = (97,66 \pm 0,10) \frac{\text{ps}}{\text{ch}} \hat{=} \frac{\Delta ch}{\Delta t} = (10,24 \pm 0,01) \frac{\text{ch}}{\text{ns}}} \quad (3.6)$$

Dies stimmt exakt mit dem in der Beschreibung des Moduls [30] angegebenen Wert überein, der sich aus den Eigenschaften der internen Uhr ergibt. Diese besteht aus 32 Delay-Elementen und läuft mit 320 MHz :

$$\Delta t = \frac{1}{32 \cdot 320 \text{ MHz}} = 97,66 \text{ ps}$$

fortgeschritten ist, also zu spät.

Die Lösung dieses Problems durch die Verwendung des ODER-Modul bietet zu dem den Vorteil, dass der CFD auch während der Zeit, in der der QDC ein Signal verarbeitet weitere Detektorsignale verarbeiten kann und an den TDC schickt. Man kann dadurch zum Beispiel auch die Signale von Nachimpulsen messen. Dies sind Impulse, die im Photovervielfacher unter gewissen Umständen entstehen, wenn die Elektronen das Restgas in dem Photovervielfacher ionisieren. Die dabei entstehenden Ionen fliegen zur Kathode zurück und lösen dort einen neuen Elektronenschauer aus. Da der CFD eine Totzeit von nur 40 ns besitzt, die damit kleiner ist als die Flugzeit der Ionen und Elektronen in dem Photovervielfacher, kann man solche Ereignisse registrieren.

Man kann mit dieser Schaltungsvariante auch gewährleisten, dass man nicht zufällig einen solchen Nachimpuls als Stoppsignal verwendet. Wenn das Veto-signal gerade zwischen dem eigentlichen Impuls und einem Nachimpuls zuende ist, so würde ein Veto auf den CFD verhindern, dass der TDC den richtigen Impuls erhält. Bei der gewählten Schaltung wird auch der richtige Impuls an den TDC übermittelt. Man darf dann nur bei der Datenauswertung nicht den Impuls verwenden, der zeitlich am nächsten am Trigger liegt, sondern muss den ersten Impuls im Matchwindow benutzen.

Die Programmierung und Auslese von QDC und TDC und einiger weiterer Module erfolgt über einen VME-Bus. Dabei wird die Datenspeicherung von einem Trigger-Modul gesteuert. Dieses erhält den gleichen Trigger wie der TDC und der Gate-Generator. Während der Auslese der Module, sollten diese in einem Zustand sein, in dem sie keine Daten verarbeiten, um keinen ungewollten Datenverlust zu verursachen. Deshalb wird das „Total-Dead-Time-Signal“ des Trigger-Modules, das angibt, wann dieses Modul die anderen ausliest, ebenfalls auf die Logik-Einheit zur Erzeugung des Gatesignales für das ODER-Modul gegeben.

Mit Hilfe dieses Gates kann man direkt die Totzeit dieses Systems messen, indem man es auf einen Zähler gibt. Wenn dieser im Timing-Modus arbeitet, so misst er genau die Zeit, in der sich das Eingangssignal auf Logisch-1-Niveau befindet. Start und Stopp dieses Zählers übernimmt die Auslesesoftware, die über ein I/O-Register NIM-Signale ausgeben kann und so auf die Analog-Elektronik Zugriff erhält.

3.2.4 Der Gesamtaufbau

In Abbildung 3.13 ist das Schaltschema des kompletten Messsystems zu sehen, wie es für die Messung mit bis zu 10 Detektoren verwendet wurde.

Der Zeitnullpunkt der TDC-Werte wird bei Quellen-Messungen durch einen BaF₂-Detektor und bei Messungen an ELBE durch ein vom Beschleuniger geliefertes NIM-Signal gegeben, das der Mikropulsfrequenz des Elektronenstrahls entspricht. Es ist nicht empfehlenswert, dieses Referenzsignal auch als Trigger zu benutzen, da die Zählrate der Detektoren effizienzbedingt wesentlich kleiner sein wird als die des BaF₂-Detektors oder des Beschleunigers. Deshalb ist es günstiger, die Neutronendetektoren die Datenaufnahme auslösen zu lassen und dann nachzusehen, ob auch die Referenz ein Ereignis registriert hat.

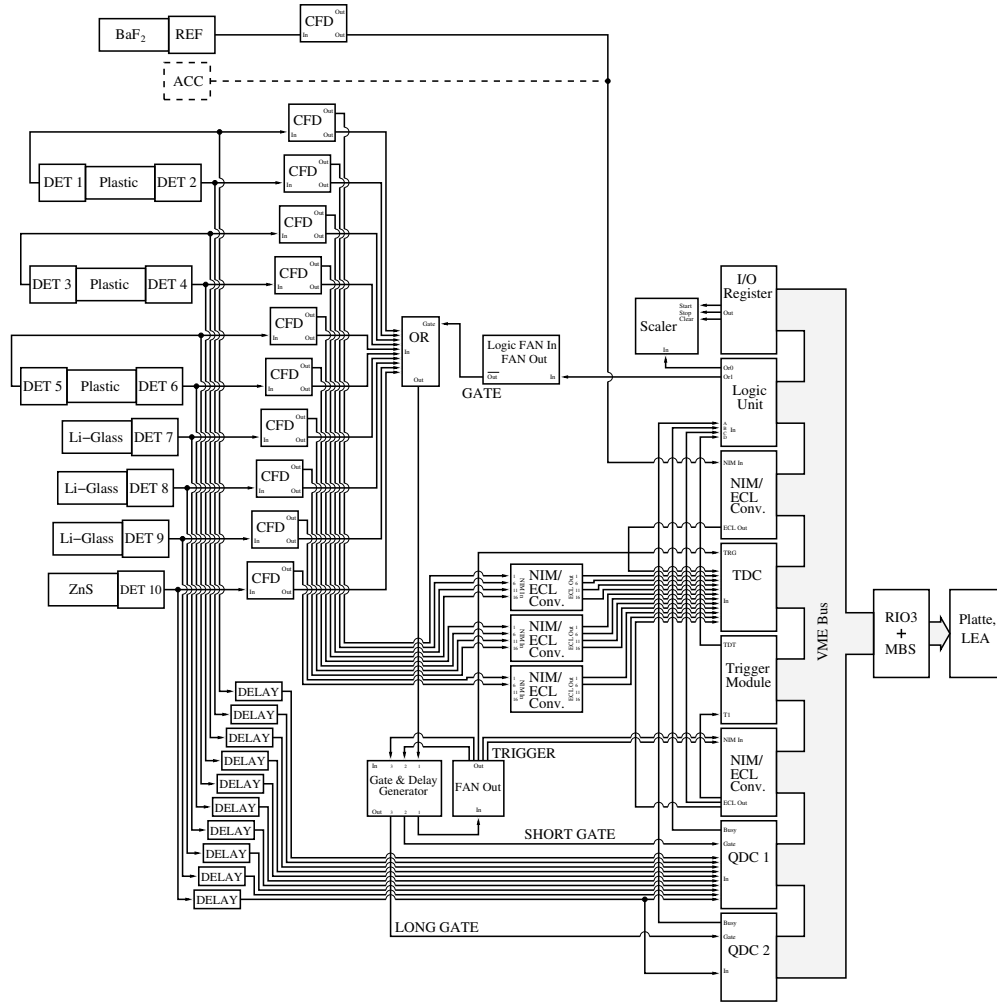


Abbildung 3.13: Schema des elektronischen Messaufbaus zur synchronen Auslese von QDC- und TDC-Werten von 10 Photovervielfachern und einer Referenz

Abbildung 3.13 zeigt auch, wie ein zweiter QDC eingebunden wurde. Dieser erhält ein längeres Gate als der erste und dient der Impulsformanalyse. Dadurch kann das Signal eines ZnS-Detektors gleichzeitig über zwei verschiedene Zeiten integriert und so eine Diskriminierung gegen Photonenergebnisse vorgenommen werden.

Die zeitliche Korrelation der vom Detektorsignal abgeleiteten Signale in der Datenaufnahme ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Es zeigt, dass die jeweiligen Längen der Verzögerungsleitungen korrekt gewählt sind. Das verzögerte Signal fällt vollständig in die Integrationsgates der QDCs und das Gate für das ODER schließt rechtzeitig, um die Synchronität der TDC- und QDC-Messung zu gewährleisten.

Aus Abbildung 3.14 folgt aber auch, dass noch Potential zur Reduzierung der Totzeit vorhanden ist. Diese liegt entsprechend der ODER-Gate-Länge bei

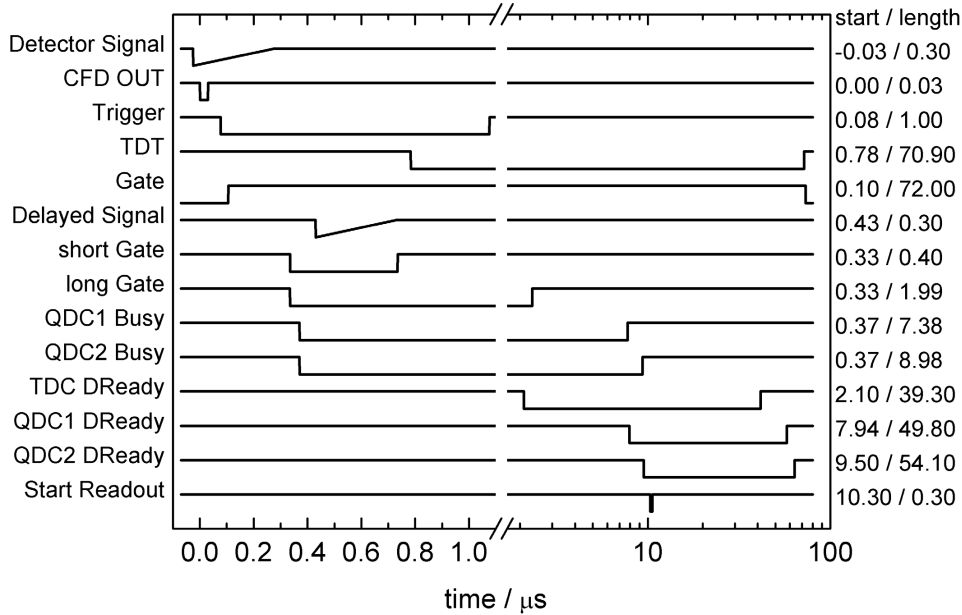


Abbildung 3.14: Zeitschema der Datenaufnahme (rechts sind die entsprechenden Startzeiten und Längen in μs angegeben)

ca. $72 \mu\text{s}$ pro Ereignis und wird hauptsächlich durch die Verarbeitungszeit der QDCs und die Auslesezeit durch die angeschlossene Datenverarbeitung bestimmt. Man sieht, dass der Start der Auslese (Start Readout) zwar schon nach $10 \mu\text{s}$ angezeigt wird aber erst über $30 \mu\text{s}$ später alle Daten aus dem TDC ausgelesen sind (entsprechend dem Ende des Data Ready Signals), obwohl dies wie bei den QDCs nur ca. $10 \mu\text{s}$ in Anspruch nehmen sollte. Dies sind aber Einflüsse, die von den Entwicklern solcher Elektronik gelöst werden müssen. Eine Totzeit von $72 \mu\text{s}$ pro Ereignis entspricht einer maximal verarbeitbaren Zählrate von $13,3 \cdot 10^3$ Ereignissen pro Sekunde.

3.3 Die Datenaufnahme

Die Datenauslese erfolgt wie schon erwähnt über einen VME-Bus und wird ausgelöst von einem Trigger-Modul. Die Auslese selbst übernimmt ein Power-PC vom Typ RIO3 basierend auf dem Echtzeitsystem LynxOS. Auf der RIO3 läuft das von der GSI Darmstadt entwickelte Datenaufnahme-Programm "Multi Branch System" (MBS) [32]. Dieses nimmt eine vom Nutzer vorgegebene erste Filterung der Daten vor und schreibt diese in eine List-Mode-Datei (LMD) oder/und schickt sie weiter an die ebenfalls von der GSI stammende Datenauswertungs-Software „Lean Easy Analysis“ (LEA) [33]. Diese wiederum analysiert die Daten während der Messung oder aus den LMDs, wieder entsprechend den Vorgaben des Nutzers, und erzeugt die gewünschten Histogramme.

Ein solches VME-basiertes Datenaufnahmesystem ist in der Lage korrelierte Information mehrerer hundert Parameter mit Datenrate von zirka 10 kHz bei

geringer Totzeit aufzunehmen und gleichzeitig einen Teil des Datenstroms einer Online-Analyse zur Experimentüberwachung zuzuführen.

3.3.1 Datenauslese mit MBS

Die Routine, die von MBS ausgeführt wird besteht im wesentlichen aus zwei Teilen, einem Initialisierungs- und einem Auslese-Teil. Beide müssen vom Nutzer in einem dem jeweiligen Problem angepassten Programm genau vorgegeben werden.

Die Initialisierung

Der Initialisierungsteil wird zum Anfang einer Messung einmal durchlaufen und bereitet alle verwendeten VME-Module und den Zähler für die Messung vor. Dabei laufen die einzelnen Schritte in folgender Reihenfolge ab:

- initialisiere Logic-Unit
 - setze Funktion auf OR
- initialisiere TDC
 - schalte alle Kanäle aus
 - Software Reset
 - setze GEO-Adresse
 - setze POUT auf DREADY
 - schalte Header- und Trailer-Ausgabe aus
 - setze Window Width
 - setze Window Offset
 - setze Extra Search Margin
 - setze Reject Margin
 - schalte Subtraction Mode ein
 - setze Edge Detection Mode auf Leading
 - schalte Event FIFO ein
 - lösche interne Speicher
 - schalte benutzte Kanäle ein
- initialisiere I/O-Register
 - Software Reset
 - setze Kanäle für Start, Stop und Clear des Zählers auf Output
 - setze Kanal für Stop Zähler für 100ns auf logisch 1
 - setze Kanal für Clear Zähler für 100ns auf logisch 1
- initialisiere QDCs
 - Software Reset
 - schalte Over- und Under-Flow-Suppression ein
 - schalte Sliding-Scale ein
 - schalte Empty-Events aus
 - setze GEO Adresse
 - schalte alle Kanäle aus
 - setze iped auf 70
 - schalte benutzte Kanäle ein und setze Threshold

Einige der aufgezählten Einstellungen dienen nur der korrekten Funktionsweise der Module und werden deshalb nicht weiter erläutert. Die für die Messungen relevanten Einstellungen sind die für die Lage und Breite des Matchwindows des TDCs (Window Width und Offset). Darauf wird im nächsten Kapitel noch eingegangen. Für die Verarbeitung der Daten hingegen sind die Einstellung der GEO-Adressen und die Event FIFO des TDC wichtig. Die GEO-Adresse identifiziert eindeutig, zu welchem Modul welches Datenwort gehört. Die Event FIFO enthält für jedes Ereignis die genaue Anzahl an Datenworten, die der TDC zu diesem Ereignis in seinen Ausgangsspeicher (Buffer) geschrieben hat.

Ist die Initialisierung abgeschlossen, so entfernt das Trigger-Modul das Total-Dead-Time-Signal, das als Veto für das ODER-Modul die Elektronik bis jetzt angehalten hatte. Gleichzeitig wird über das I/O-Register ein Signal ausgegeben, das den Zähler startet. Die Messung beginnt.

Die Datenstruktur

Jedes der verwendeten QDC- und TDC-Module gibt seine Daten in Form von Datenworten zu je 32 Bit aus. Dabei schreibt sowohl TDC als auch QDC zu jedem Ereignis einen Event-Header, mehrere Event-Daten und einen Event-Trailer in seinen Buffer (vgl. Abb. 3.15 bis 3.20). Der jeweilige Worttyp (ob Header oder Trailer etc.) wird beim QDC durch die Bits 24 bis 26 identifiziert, beim TDC sind dies die Bits 27 bis 31. Beim QDC werden die Bits 27 bis 31 für die Ausgabe der GEO-Adresse verwendet. Diese findet man beim TDC nur im Header und Trailer in den Bits 0 bis 4. Die eigentlichen Messwerte stehen in den Event-Daten-Worten, zusammen mit der Angabe des entsprechenden Kanals. Beim TDC sind das die Bits 0 bis 18 für den Messwert und Bit 19 bis 25 für den Kanal, beim QDC die Bits 0 bis 11 bzw. 16 bis 21.

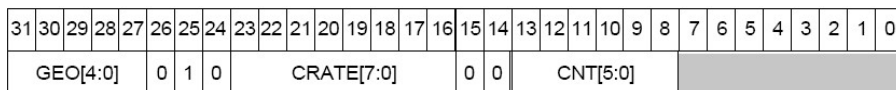


Abbildung 3.15: QDC Header [30]

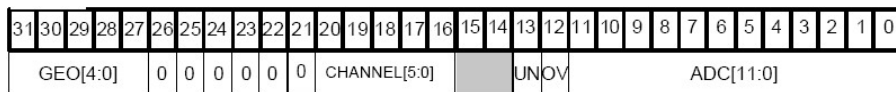


Abbildung 3.16: QDC Data [30]

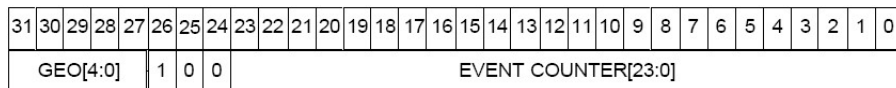


Abbildung 3.17: QDC Trailer [30]

Die Zahl der Event-Daten-Worte beim TDC richtet sich nach der Anzahl der Einzelereignisse (Hits) in jedem Kanal. Pro Hit schreibt der TDC ein Event-Daten-Wort in seinen Buffer. Ein Hit entspricht dabei einem CFD-Ausgangssignal. Von diesen kann entsprechend der Länge dieser Signale theoretisch aller 30 ns ein neues eintreffen. Da der TDC also durch seine Multi-Hit-Fähigkeit

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
0	1	0	0	0	EVENT COUNT																		GEO								

Abbildung 3.18: TDC Header [30]

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
0	0	0	0	0	CHANNEL								MEASUREMENT																		

Abbildung 3.19: TDC Data [30]

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
1	0	0	0	0	STATUS			WORD COUNT															GEO								

Abbildung 3.20: TDC Trailer [30]

eine praktisch beliebige Anzahl von Hits pro Ereignis und Kanal aufnehmen kann, kann er die genaue Anzahl der geschriebenen Datenworte erst nach dem Ende jedes Ereignisses exakt bestimmen.

Der TDC besitzt einen weiteren parallel zum Buffer benutzten Speicher, die Event-FIFO. In diesen schreibt der TDC nach jedem Ereignis genau ein Datenwort. Diese Datenworte bestehen wieder aus 32 Bits und enthalten entsprechend Abbildung 3.21 die laufende Ereignisnummer und die genaue Anzahl, der zu diesem Ereignis gespeicherten Datenworte. Diese Angabe benötigt man, um den Buffer mittels einer FOR-Schleife auslesen zu können. So kann man auf eine zeitaufwendigere WHILE-Schleife verzichten, bei der man ständig prüfen müsste, ob der Buffer noch weitere Daten enthält.

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
EVENT COUNT																WORD COUNT															

Abbildung 3.21: TDC FIFO [30]

Die Auslese der QDCs läuft analog. Hier liefern die Bits 8 bis 13 des QDC-Headers eine ähnliche Information: die Zahl der abgespeicherten Kanäle. Diese kennt der QDC schon vor der Abspeicherung der Daten und kann sie deshalb in den Header schreiben. Im Gegensatz zum TDC kann der QDC aber nur einen Hit pro Kanal und Ereignis verarbeiten, d.h. er schreibt genau so viele Event-Daten-Worte, wie er Kanäle abspeichert. Man liest also hier zuerst das erste Wort, extrahiert die Zahl der abgespeicherten Kanäle und liest anschließend die dementsprechende Zahl der Datenworte aus (zuzüglich eins für den Trailer).

Da eigentlich nur die Messwerte in den Event-Daten-Worten interessieren, möchte man auch nur diese abspeichern oder/und an die Analyse-Software weiterleiten. Für die Weiterverarbeitung ist aber eine genaue und eindeutige Kennzeichnung der Datenworte von sowohl TDC als auch QDC nötig. Die Datenworte werden deshalb entsprechend folgender Festlegung gekennzeichnet:

- Bit 27 bis 31 soll die GEO-Adresse enthalten
- Bit 26 soll 1 sein für TDC- und 0 für QDC-Daten-Worte

- die restlichen Bits bleiben unverändert

Diese Konvention ist günstig, weil die Event-Daten-Worte der QDCs bereits diese Bedingungen erfüllen. Eigentlich ist das Datenwort durch die beiden ersten Punkte überbestimmt (durch die GEO-Adresse sollte eigentlich klar sein, um welchen Modul-Typ es sich handelt). Dies stört aber nicht weiter, könnte aber für eine spätere Erweiterung des Programms nützlich sein, falls man zum Beispiel doch noch weitere Daten für jedes Modul übergeben möchte.

Die Ausleseroutine

Das Ausleseprogramm arbeitet wie folgt: Erhält das Trigger-Modul ein Triggersignal, so löst es intern einen Initialisierungsvorgang aus, der das Modul und den Prozessor Rio3 auf die Datenauslese vorbereitet. Das „Total-Dead-Time-Signal“ wird auf logisch 1 gesetzt. Damit ist die Datenaufnahme stillgelegt und kann fehlerfrei ausgelesen werden.

Zuerst erfolgt die Auslese des TDCs, damit in dieser Zeit die QDCs die Konversion ihrer Daten beenden können (vgl. Abb. 3.14).

Als Erstes erfolgt eine Überprüfung, ob Daten vorhanden sind. Dazu muss das „Data-Ready“-Bit im Status-Register auf 1 stehen. Ist dies der Fall, so werden entsprechend der Anzahl, die man aus der Event-FIFO ausliest, Datenworte aus dem Buffer gelesen. Für jedes Wort erfolgt eine Filterung entsprechend dem Datentyp (Bit 27 bis 31). Handelt es sich um einen Event-Header (Typ = 01000), so wird aus diesem die GEO-Adresse ausgelesen und in eine Variable geschrieben. Handelt es sich um ein Event-Daten-Wort (Typ = 00000), so werden entsprechend der obigen Vereinbarung die obersten 5 Bits durch die GEO-Adresse ersetzt und das nächste auf 1 gesetzt. Anschließend erfolgt die Weiterleitung zur LMD.

Event-Trailer und -Header dienen der Überprüfung auf mögliche Fehler. Zum Beispiel sollten Event-Count im Header und Word-Count im Trailer mit den in der Event-FIFO angegebenen Werten übereinstimmen. Das Programm führt noch weitere Fehler-Überprüfungen durch, die hier nur kurz genannt werden:

- Ist der Buffer leer nach jeder Auslese?
- Gab es eine Fehler-Meldung vom TDC?¹¹
- Ist der TDC-Status (im Trailer) ok?
- Gibt das Status Register eine Fehlermeldung?

Nach der TDC-Auslese werden die beiden QDCs nacheinander ausgelesen. Zuerst wird überprüft, ob sie noch mit der Signalverarbeitung beschäftigt (busy) sind. Falls ja, so wartet das Programm bis sie fertig sind. Anschließend wird wieder geprüft, ob Daten vorhanden sind (data ready). Danach wird das erste Wort aus dem Buffer gelesen. Dies sollte ein Event-Header sein. Wie oben beschrieben, extrahiert man hieraus die Zahl der noch zu lesenden Worte. Von diesen werden nur die Event-Daten-Worte weitergeleitet. Sie müssen, wie oben erwähnt,

¹¹Der TDC schreibt noch andere Datentypen, die hier aber nicht weiter beschrieben werden, wie zum Beispiel ein TDC-ERROR-Wort, das verschiedene Fehler-Quellen identifiziert.

nicht weiter behandelt werden, da sie obiger Konvention schon genügen. Um die Datenrate zu minimieren, werden nur diejenigen Messwerte weitergeleitet, zu denen auch der entsprechende TDC-Kanal einen Wert gemessen hat.

Damit ist die Auslese der Messwerte fertiggestellt und die Elektronik wird durch die Wegnahme des Total-Dead-Time-Signals wieder freigegeben. Diese Routine läuft bei jedem ankommenden Triggersignal ab, bis man mit MBS die Datenaufnahme stoppt. In diesem Fall wird das Total-Dead-Time-Signal wieder auf logisch 1 gesetzt und die Elektronik steht still, außerdem wird über das I/O-Register ein Signal ausgegeben, das den Zähler stoppt. Somit erhält man automatisch und exakt die Mess- sowie die Totzeit des Systems.

3.3.2 Datenanalyse mit LEA

MBS hat die Daten soweit reduziert, dass nur noch die interessierenden Messwerte abgespeichert wurden. Diese liegen als LMD oder in einem Zwischenspeicher im Goosy¹²-Format vor. Dieses enthält pro Ereignis noch weitere Datenworte, wie Header und Trailer, auf die hier nicht weiter eingegangen werden soll.

LEA kann diese Daten lesen und daraus Histogramme extrahieren. Die Analyse der Daten erfolgt, wie bei MBS, durch ein vom Nutzer geschriebenes Programm. LEA stellt die Subroutinen zur Histogramm-Aufnahme bereit. Die Histogramme können dann in ASCII-Dateien abgespeichert und/oder auf dem Monitor dargestellt werden.

Das Analyse-Programm läuft für jedes Ereignis so ab, dass zuerst alle Daten in ein Array eingelesen werden. Dabei werden bereits die ersten Histogramme aufgenommen. Das heißt, enthält ein Ereignis zum Beispiel einen QDC Messwert für Detektor 1, so wird in dem QDC-Histogramm für Detektor 1 der Inhalt des dem Messwert entsprechenden Kanals inkrementiert.

Diese Rohdaten können, je nachdem welche Messgrößen man untersuchen will, analysiert werden. Mit den TDC-Messwerten können zum Beispiel nicht nur Zeitdifferenzen bestimmt, sondern auch Koinzidenzbedingungen mit fast beliebigen Fensterbreiten gefordert werden. Dies ist insbesondere für die Auswertung der beidseitig ausgelesenen Plastik-Detektoren interessant. Hierzu muss nur durch eine IF-Bedingung auf die TDC-Messwerte ein Zeitfenster gesetzt werden und man erhält weitgehend rauschfreie QDC-Spektren.

Die Aufnahme der Spektren ist aber nicht nur auf eindimensionale Histogramme beschränkt. Man kann auch zweidimensionale Spektren aufnehmen, bei denen zum Beispiel die QDC-Messwerte über den TDC-Messwerten aufgetragen werden oder auch die Long-Gate- gegen die Short-Gate-QDC-Messwerte zur Impulsformanalyse des ZnS.

Die weitere Analyse der Spektren, insbesondere Anpassungen (Fits), werden mit herkömmlichen Graphik- und Analyse-Programmen wie Satan¹³ oder Origin¹⁴ durchgeführt.

¹²GSI Online Offline SYstem [34]

¹³System for the Analysis of Tremendous Amounts of Nuclear data [35]

¹⁴OriginLab Corporation

Eigenschaften der Detektoren

4.1 Messungen mit Neutronen- und Photonen-Eichquellen

Um die Eigenschaften der Detektoren, wie Zeitauflösung, Ortsauflösung und Effizienz, zu bestimmen, wurden mit verschiedenen radioaktiven Quellen Messungen durchgeführt. Dabei kamen sowohl reine Photonenquellen als auch Neutronenquellen zum Einsatz. Bei den Photonenquellen handelt es sich um herkömmliche radioaktive Nuklide wie ^{60}Co , die durch natürliche β -Zerfälle angeregte Niveaus in den Tochterkernen bevölkern, die dann bei der Abregung die Photonen freisetzen (vgl. Abb. 4.1).

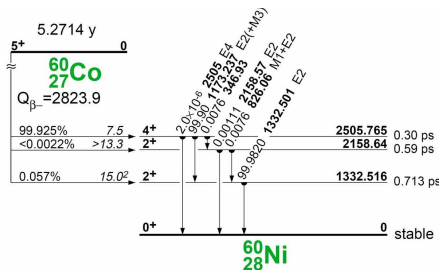


Abbildung 4.1: Zerfallsschema von ^{60}Co [36]

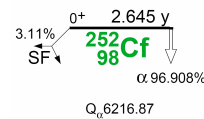


Abbildung 4.2: Zerfallsschema von ^{252}Cf [36]

Um Messungen mit Neutronen durchzuführen, wurde eine ^{252}Cf -Quelle benutzt. Das ^{252}Cf zerfällt zum Großteil durch α -Emission (vgl. Abb. 4.2), aber zu einem geringen Anteil (ca. 3%) auch durch Spontanspaltung. Bei dieser werden neben den Spaltfragmenten im Mittel 10,3 Photonen [37] und 3,8 Neutronen [38] pro Spaltung freigesetzt. Es handelt sich dabei um ein kontinuierliches Spektrum, das mit einer Maxwell-Verteilung angenähert werden kann [39] (vgl. Abb. 4.3):

$$N(E) \sim \sqrt{E} \cdot \exp \left\{ -\frac{E}{1.565 \text{ MeV}} \right\} \quad (4.1)$$

Dabei wird die Neutronenenergie E in MeV gemessen. Diese Näherung entspricht dem tatsächlichen Verlauf nicht hundertprozentig. Um eine möglichst

präzise Eichung durchzuführen, sollte man das evaluierte Spektrum benutzen [40], das in Abbildung 4.3 dargestellt ist. Da die Auswertung der Messungen mit der analytischen Näherung wesentlich unkomplizierter und in dem Energiebereich zwischen 10 und 1000 keV genügend genau ist, wird im weiteren nur diese verwendet.

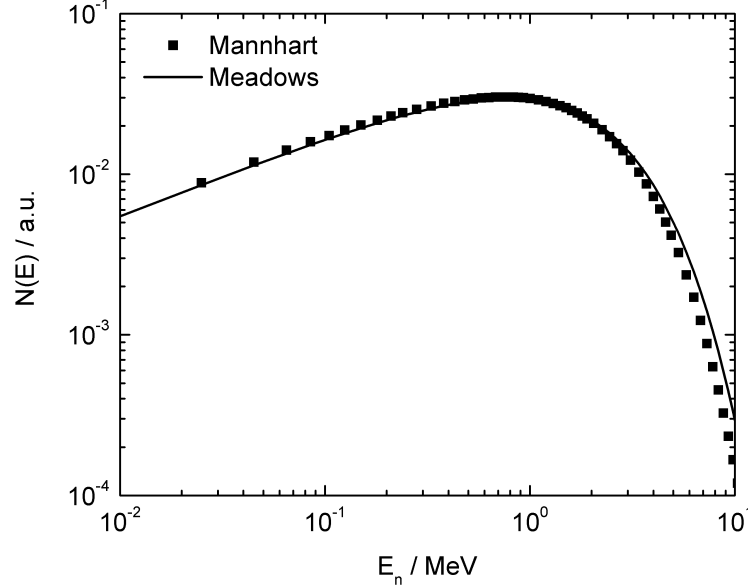


Abbildung 4.3: Neutronenspektrum aus der Spontanspaltung von ^{252}Cf (Mannhart: evaluiertes Spektrum [40]; Meadows: Näherung durch Maxwell-Verteilung [39])

Das ^{252}Cf selbst ist noch von einer dünnen Metallschicht umgeben, so dass weder die Spaltfragmente noch die α -Teilchen die Quelle verlassen können, die Neutronen aber nahezu ungestört die Quelle verlassen.

Um Flugzeiten mit diesen Quellen messen zu können, muss man den Zeitpunkt der Spontanspaltung bzw. des β -Zerfalls in der Quelle bestimmen. Dies wird mit Hilfe eines BaF_2 -Detektors realisiert, der sich in der Nähe der Quelle befindet und der die Photonen registriert, die während der Spontanspaltung bzw. des β -Zerfalls emittiert werden. Damit dies funktioniert, muss die Quelle pro Zerfall natürlich gleichzeitig zwei verschiedene Teilchen emittieren. Dies ist zum Beispiel bei ^{60}Co der Fall, das gleichzeitig zwei Photonen mit 1173 bzw. 1332 keV abstrahlt (vgl. Abb. 4.1). Bei der ^{252}Cf -Quelle wird der Zeitpunkt einer Spaltung mit Hilfe der dabei emittierten Photonen festgestellt.

Leider ist die Nachweiswahrscheinlichkeit des BaF_2 -Szintillators nicht gleich eins, so dass nicht jede Spaltung oder jeder Zerfall registriert wird. Das muss bei der Bestimmung der Effizienzen der Neutronendetektoren berücksichtigt werden und wird in Abschnitt 4.2.1 genauer erläutert.

Für die Testmessungen wurde der in Abbildung 4.4 dargestellte Messaufbau benutzt. Dabei wurde ein ZnS -Detektor, zwei 10 mm dicke und ein 25 mm dicker Li-Glas-Detektor sowie drei Plastik-Szintillatoren mit 12,5 cm, 25 cm bzw. 100

cm Länge verwendet. Es wurden insgesamt zehn Photoervielfacher gleichzeitig ausgelesen. Als Startdetektor ist in der Mitte der BaF_2 -Detektor aufgestellt, an dem die jeweilige Quelle für die Flugzeitmessung befestigt wurde. Die Abstände sind für die beiden kurzen Plastiksintillatoren auf 45 cm, für den langen auf 60 cm und für die restlichen Detektoren auf 30 cm fest eingestellt, was Flugzeiten für Photonen von 1,5 ns, 2 ns bzw. 1 ns entspricht.

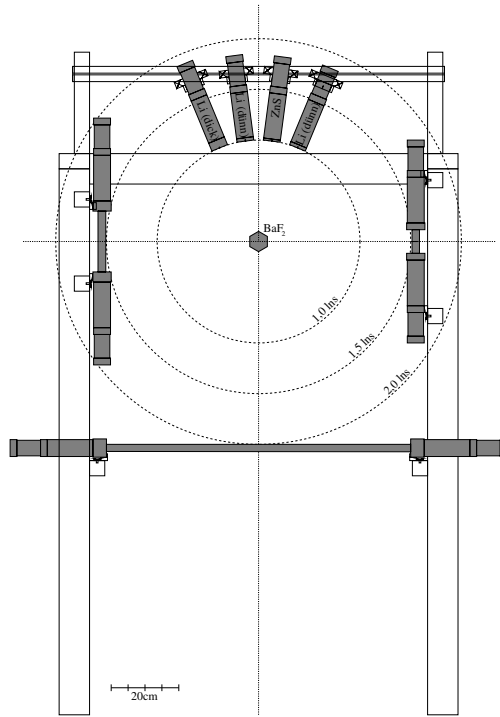


Abbildung 4.4: Anordnung der Detektoren für die Messungen mit n- und γ -Eichquellen

4.2 Die Lithium-Glas-Detektoren

In den Abbildungen 4.5 und 4.7 sind die von QDC bzw. TDC gemessenen Rohdaten zu sehen, die bei einer Messung mit der ^{252}Cf -Quelle von den Li-Glas-Detektoren erhalten wurden. Die Messung hat real 160410 s gedauert. Die Totzeit der Elektronik betrug dabei 15550 s, also ca. 10%.

4.2.1 Energie-Spektrum und Bestimmung der Effizienz des Barium-Fluorid-Detektors

In den mit dem QDC aufgenommenen Spektren (Abb. 4.5) erkennt man deutlich den durch den Q-Wert der Nachweisreaktion, siehe Gleichung (2.4), verursachten Peak. Durch die Anpassung der Hochspannung für den jeweiligen Photoervielfacher wurde dieser in etwa bei Kanal 2000 platziert.

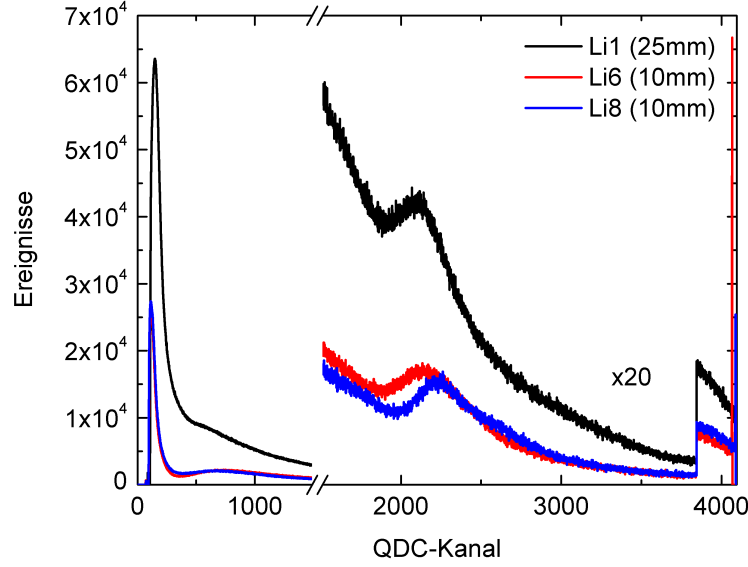


Abbildung 4.5: Mit den Li-Glas-Detektoren aufgenommene QDC-Rohspektren

Im linken Teil des Spektrums erkennt man ein schwach ausgeprägtes Minimum, ungefähr bei Kanal 400. Unterhalb davon steigt der Graph wieder an. Diese Ereignisse sollten eigentlich durch die am CFD eingestellte Schwelle unterdrückt werden. Was auch der Fall wäre, wenn die sich dort befindlichen Impulse das gleiche Verhältnis von Amplitude zu Integral hätten, wie die in den höheren Kanälen. Wie aber schon in Abbildung 3.5 zu sehen ist, gibt es nicht nur lange Impulse, sondern auch kurze, die, wie gleich gezeigt wird, zum Großteil durch Nachimpulse in dem Photovervielfacher verursacht werden.

Oberhalb von Kanal 3800 zeigt sich der Einfluss der Sliding-Scale-Technik der QDCs, die der Linearisierung der Digitalisierung dient. Ereignisse jenseits dieser Kanäle enthalten keine verwertbare Amplitudeninformation.

Diese Histogramme sind nicht in Koinzidenz mit dem BaF_2 -Detektor aufgenommen worden. Fordert man nun, dass auch der BaF_2 -Detektor innerhalb des TDC-Matchwindows ein Ereignis gemessen hat, so erhält man das in Abbildung 4.6 dargestellte Bild. Man sieht deutlich, dass das Koinzidenz-Spektrum wesentlich niedriger ist, als das Roh-Spektrum. Dies ist damit zu erklären, dass der BaF_2 -Detektor keine 100%ige Effizienz dafür besitzt, die Spaltungen in der ^{252}Cf -Quelle zu registrieren.

Aus diesem Vergleich kann man die Effizienz des BaF_2 -Detektors für den Nachweis einer Spaltung in der Quelle bestimmen. Die Zahl der koinzident nachgewiesenen Neutronen $N_n(\text{Li} \wedge \text{BaF}_2)$, die sich in dem „Q-Wert-Peak“ befinden, ergibt sich aus der Neutronennachweiseffizienz des Li-Glas-Detektors $\varepsilon_n(\text{Li})$, der Nachweiseffizienz des BaF_2 -Detektors $\varepsilon_S(\text{BaF}_2)$ und der Zahl der stattgefundenen Spaltungen N_S . Gleichzeitig werden $N_n(\text{Li})$ Neutronen vom Li-Glas-Detektor freilaufend nachgewiesen. Diese Zahl ergibt sich aus $\varepsilon_n(\text{Li})$ und der Zahl der freigesetzten Neutronen $\langle \nu \rangle \cdot N_S$, wobei $\langle \nu \rangle$ die mittleren Anzahl der pro Spaltung emittierten Neutronen ist.

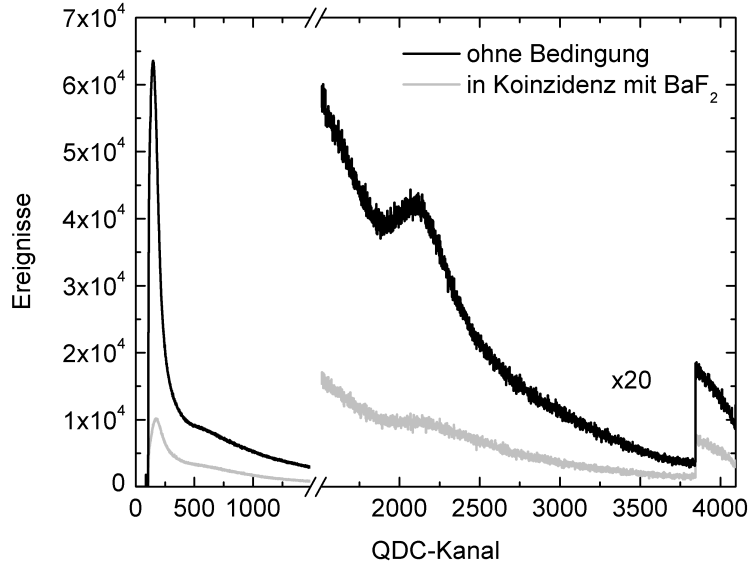


Abbildung 4.6: Mit dem Detektor Li1 (25 mm) vom QDC aufgenommenes QDC-Spektrum

$$N_n(\text{Li}) = \varepsilon_n(\text{Li}) \cdot \langle \nu \rangle \cdot N_S \quad (4.2)$$

$$N_n(\text{Li} \wedge \text{BaF}_2) = \varepsilon_S(\text{BaF}_2) \cdot \varepsilon_n(\text{Li}) \cdot N_S \quad (4.3)$$

Demnach ergibt sich $\varepsilon_S(\text{BaF}_2)$ aus dem Verhältnis:

$$\varepsilon_S(\text{BaF}_2) = \frac{\langle \nu \rangle \cdot N_n(\text{Li} \wedge \text{BaF}_2)}{N_n(\text{Li})} \quad (4.4)$$

Um die Zahlen der jeweils nachgewiesenen Neutronen zu bestimmen, wird eine Funktion aus der Summe einer abfallenden Exponentialfunktion, zur Beschreibung des Untergrundes, und einer Gauß-Funktion an die Messdaten angepasst und die Fläche des Gauß-Peaks als die gesuchte Neutronenzahl genommen. Daraus ergibt sich:

$$N_n(\text{Li}) = 244377 \pm 1275 \quad (4.5)$$

$$N_n(\text{Li} \wedge \text{BaF}_2) = 51745 \pm 1708 \quad (4.6)$$

$$\langle \nu \rangle = 3,8 \quad (4.7)$$

$$\Rightarrow \boxed{\varepsilon_S(\text{BaF}_2) = (80,5 \pm 2,7) \%} \quad (4.8)$$

4.2.2 Flugzeitspektren

Die TDC-Rohdaten sind in Abbildung 4.7 dargestellt. Diese werden vom TDC jedoch relativ zum Startzeitpunkt des Matchwindows angegeben, dieser wird vom TDC mit einer Auflösung von nur 25 ns bestimmt [30]. Dadurch kommt es zu der Ausbildung der periodischen Strukturen in den Rohdaten. Dies sieht

man ganz deutlich beim Trigger-Signal selbst, das zusätzlich zum eigentlichen Trigger-Eingang des TDCs noch auf einen eigenen Messkanal gegeben wurde. Der prominente Peak hat eine Breite von ungefähr 250 Kanälen, was mit der Dispersion des TDCs, Gleichung (3.6), genau der Auflösung von 25 ns entspricht. Die kleineren Peaks links und rechts des Hauptpeaks sind Doppeltrigger, die nach dem Zeitschema in Abbildung 3.14 eigentlich unmöglich sind und die wahrscheinlich auf Störungen in der Elektronik (wie Übersprechen) zurückzuführen sind. Da ihre Zahl aber relativ klein ist, kann man solche Ereignisse bei der Auswertung vernachlässigen.

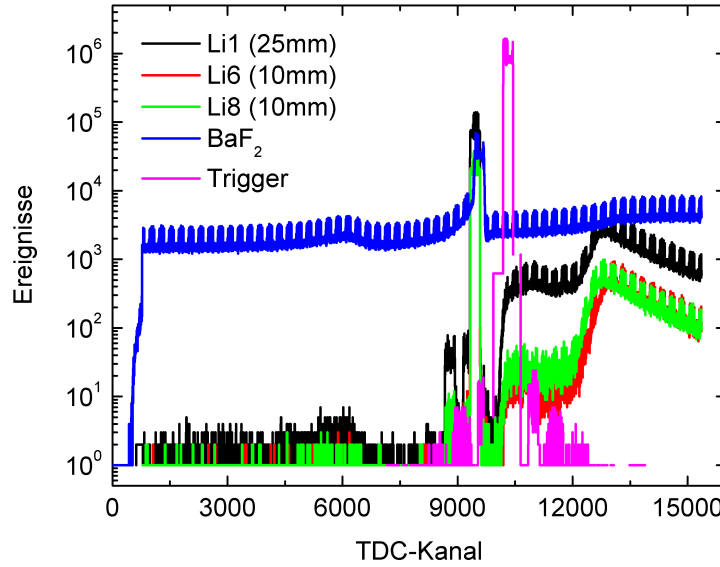


Abbildung 4.7: TDC-Rohdaten der Li-Glas-Detektoren

Die TDC-Rohspektren geben auch die Einstellungen für das Matchwindow wieder. Die Länge von $1,5 \mu\text{s}$ findet sich in der Gesamtbreite von ca. 15000 Kanälen wieder und der Offset von $1 \mu\text{s}$ in der Lage des Trigger-Peaks in der Nähe von Kanal 10000.

Da die BaF_2 -Detektorsignale nicht mit auf den Trigger addiert werden, ist das Spektrum dieses Detektors relativ flach. Es wird hauptsächlich durch zufällige Koinzidenzen gebildet.

Bildet man nun die Differenzen zwischen jeweils zwei Kanälen, so fällt die relativ ungenau bestimmte Startzeit des Matchwindows heraus und man erhält die hochaufgelösten Spektren in Abbildung 4.8. Hier wurde jeweils die Zeitdifferenz zum BaF_2 -Detektorsignal gebildet. Dies entspricht also einer Koinzidenzbedingung innerhalb der $1,5 \mu\text{s}$ Matchwindow-Breite.

Man erkennt jetzt deutlich die Strukturen der Flugzeitspektren. Die Flugzeit nimmt dabei von links nach recht zu. Der linke Teil wird von einem konstanten Untergrund von zufälligen Koinzidenzen, z.B. aus kosmischer Höhenstrahlung, gebildet. Bei den interessierenden Ereignissen treffen als erstes die direkten Photonen ein und bilden den prominentesten Peak etwa bei Kanal 4800. Ab Kanal 5000 kommen die langsameren Neutronen bis etwa Kanal 7000.

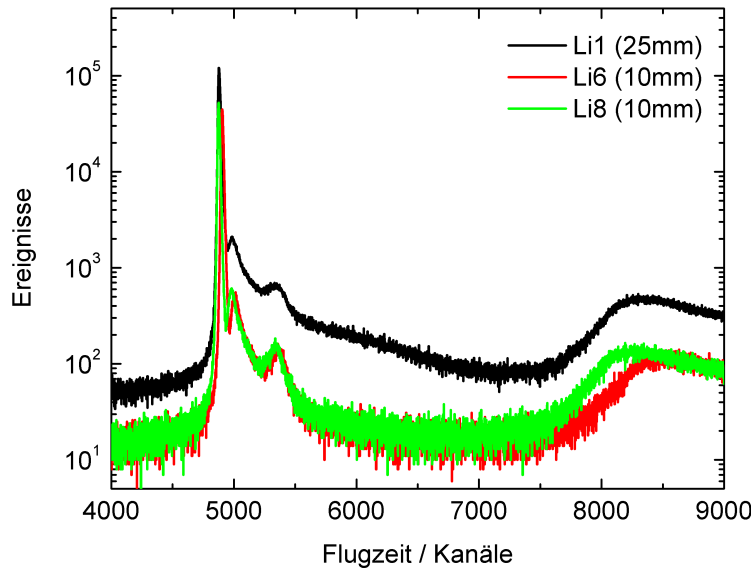


Abbildung 4.8: Flugzeitspektren der Li-Glas-Detektoren relativ zum BaF_2 -Detektor

4.2.3 Nachimpulse und Filterung der Spektren

Ab Kanal 8000 steigt das Flugzeitspektrum wieder signifikant an. Dieser unerwartete Verlauf wird durch Nachimpulse in den Photovervielfachern verursacht. Normalerweise werden diese nach einem echten Ereignis vom CFD getriggert, wie in Abbildung 4.9 links zu sehen ist. Aber sollte der eigentliche Impuls eine ungünstige Form aufweisen oder unter die Schwelle fallen, kann es vorkommen, dass der CFD diesen nicht konvertiert, sondern möglicherweise einen der Nachimpulse, was man in Abbildung 4.9 rechts gut erkennt.

Wie man schon in Abbildung 4.7 im rechten Teil der Spektren erkennen konnte, treten diese Nachimpulse relativ häufig auf, in zirka 22 Prozent der Ereignisse. Um dies noch etwas anschaulicher darzustellen, wurde ein Histogramm davon produziert (Abb. 4.10). Hierzu wurde für jeden Detektor in jedem Ereignis die Differenz aller gemessenen CFD-Impulse zum jeweils ersten im Matchwindow gebildet. Man sieht, dass die Nachimpulse nach ca. 100 ns verstärkt auftreten, was mit der Flugzeit der in dem Photovervielfacher erzeugten Ionen zurück zur Photokathode und der dadurch entstehenden Elektronen von der Kathode zur Anode erklärt wird. Diese Zeiten sind vergleichbar mit den in der Literatur angegebenen Werten von 100 ns bis zu wenigen μs [41, 42].

Um die Struktur dieser Spektren exakt zu verstehen, sind ausgiebige Untersuchungen nötig, die hier nicht durchgeführt werden sollen. Hier ist es nur wichtig, wie man die durch die Nachimpulse verursachten Ereignisse herausfiltern kann. Dazu betrachten wir ein 2-dimensionales Spektrum, in dem die Zahl der Ereignisse in gleichzeitiger Abhängigkeit von QDC- und TDC-Messwert abgetragen wurde (Abb. 4.11).

Man erkennt deutlich die Strukturen der beiden Einzelspektren wieder. Der

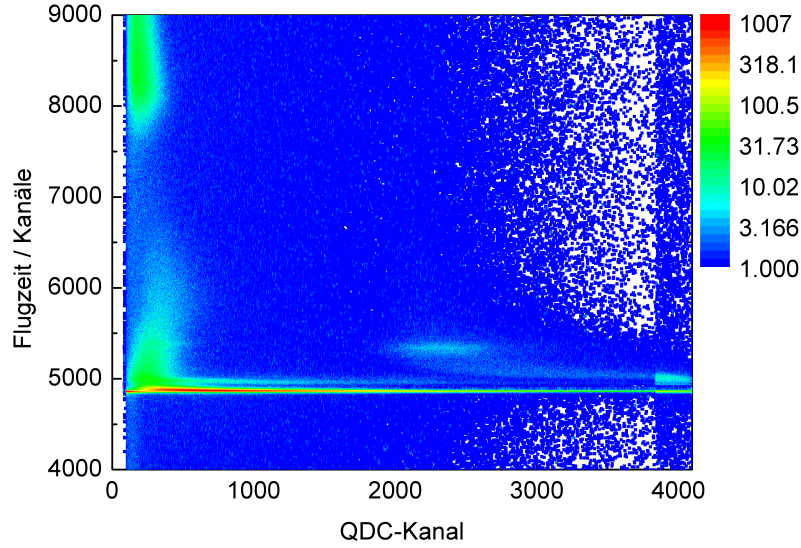


Abbildung 4.11: 2-dimensionale Verteilung der Ereigniszahl in Abhängigkeit von QDC- und TDC-Messwert für einen Li-Glas-Detektor (Li1)

effiziente Möglichkeit, sie aus dem Flugzeitspektrum herauszufiltern: Man lässt nur solche Ereignisse bei der Histogramm-Aufnahme zu, die einen QDC-Wert von mindestens 1700 aufweisen.

In Abbildung 4.12 ist zu sehen, welche Auswirkung diese Filterung hat. Man erkennt, dass nicht nur ein Großteil des Untergrundes von zufälligen Koinzidenzen und gestreuten Photonen entfernt wird, sondern auch, dass die Nachimpulse vollständig herausfallen. Das Restspektrum enthält nur noch einen wesentlich kleineren Photonen-Peak und das Kontinuum der Neutronen.

4.2.4 Zeitkalibrierung, Zeitauflösung und effektiver Abstand

Die Zeitkalibrierung wird mit Hilfe des Photonenpeaks durchgeführt, der der bekannten Flugzeit der Photonen entspricht. Durch eine Anpassung einer Gauß-Funktion wird seine genaue Position bestimmt. In Abbildung 4.13 ist die Anpassung am Beispiel des 25 mm dicken Detektors Li1 dargestellt. Zusätzlich kann aus der Halbwertsbreite (FWHM) des Photonenpeaks die Zeitauflösung bestimmt werden. Dabei muss jedoch die Zeitauflösung des BaF₂-Detektors berücksichtigt werden. Diese wurde mit Hilfe von zwei weiteren BaF₂-Detektoren unter Verwendung einer ⁶⁰Co-Quelle bestimmt. Dazu wurden Messungen durchgeführt, bei denen die Stirnflächen von jeweils zwei der Detektoren aufeinander zeigten und die ⁶⁰Co-Quelle genau dazwischen lag. Aus den Zeitdifferenzspektren, die aus einem einzigen γ -Peak auf konstantem Untergrund bestanden, erhält man 3 verschiedene Werte ΔT_{ab} für die Auflösung zwischen Detektor a und Detektor b, die sich wie folgt aus den jeweiligen Anteilen ΔT_a und ΔT_b der einzelnen Detektoren zusammensetzen:

$$\Delta T_{ab}^2 = \Delta T_a^2 + \Delta T_b^2 \quad (4.9)$$

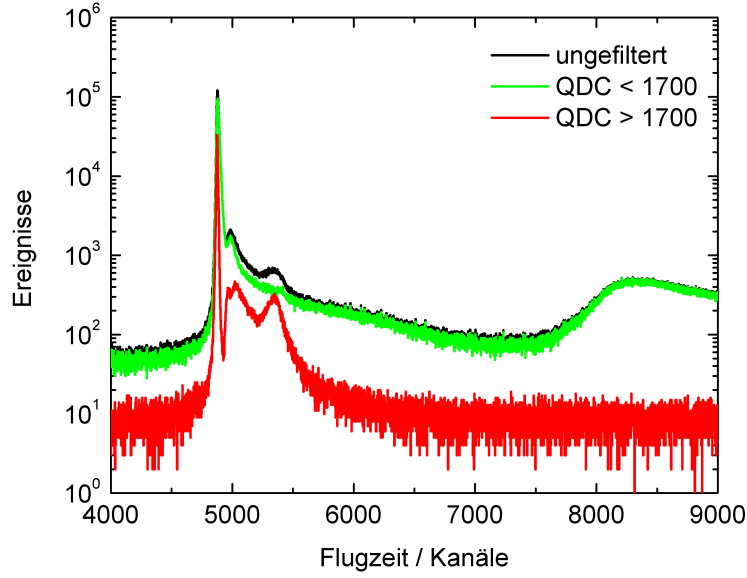


Abbildung 4.12: Mit Hilfe einer Bedingung auf den QDC-Wert gefiltertes Flugzeitspektrum des Detektors Li1

a und b bezeichnen dabei die beiden verwendeten BaF₂-Detektoren. Detektor Nummer 0 ist der Detektor, der in allen anderen Messungen verwendet wurde. Nummer 1 und 2 sind die beiden zusätzlichen Detektoren. Für die Zeitauflösung ΔT_0 des bei den vorhergehenden Messungen verwendeten Detektors folgt nun:

$$\Delta T_0^2 = \Delta T_{10}^2 - \Delta T_1^2 \quad (4.10)$$

$$\Delta T_0^2 = \Delta T_{20}^2 - \Delta T_2^2 \quad (4.11)$$

$$\Delta T_{12}^2 = \Delta T_1^2 + \Delta T_2^2 \quad (4.12)$$

$$\Rightarrow \Delta T_0 = \sqrt{\frac{1}{2} (\Delta T_{10}^2 + \Delta T_{20}^2 - \Delta T_{12}^2)} \quad (4.13)$$

Mit dieser Methode ergab sich für den BaF₂-Detektor eine Zeitauflösung von

$$\boxed{\Delta T(\text{BaF}_2) = 0.770 \pm 0.003 \text{ ns (FWHM)}} \quad (4.14)$$

Aus Gleichung (4.9) ergeben sich dann die in Tabelle 4.1 aufgelisteten Werte für die Li-Glas-Detektoren.

Mit Hilfe des Effizienz-Peaks ungefähr bei Kanal 5300 kann man einen effektiven Abstand des Detektors bestimmen, der die Dicke des Szintillators berücksichtigt. Seine Energie von 241 ± 3 keV [44] ist genauer bekannt als der Abstand von der Quelle zum Ort der Wechselwirkung im Detektor. Auf diese Weise erhält man auch einen zusätzlichen Normierungspunkt für die Flugzeitkalibrierung.

An diesen Peak wurde eine Gauß-Funktion (mit einem zusätzlichen exponentiellen Untergrund) angepasst und man erhält so eine zweite Positionsangabe, die über die Dispersion des TDCs, Gleichung (3.6), in eine Zeitdifferenz Δt umgerechnet wird. Aus der Neutronenenergie E von 241 keV erhält man,

unter Berücksichtigung der relativistischen Kinematik, die Geschwindigkeit v der Neutronen

$$E = m_n c^2 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} - 1 \right) \Rightarrow \frac{v}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{m_0 c^2}{E + m_0 c^2} \right)} \quad (4.15)$$

und kann so auf den genauen räumlichen Abstand s zurückschließen:

$$\Delta t = s \cdot \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{c} \right) \Rightarrow s = \frac{c \Delta t}{\left(\frac{v}{c}\right)^{-1} - 1} \quad (4.16)$$

Tabelle 4.1: Eigenschaften der Li-Glas-Detektoren

Detektor	Dicke	Abstand / cm	Zeitauflösung (FWHM)	Effizienz bei 50keV
Li1	25mm	31,99±0,24	1,009±0,005 ns	ca. 5 %
Li6	10mm	31,56±0,26	1,051±0,006 ns	ca. 2 %
Li8	10mm	31,86±0,26	0,974±0,006 ns	ca. 2 %

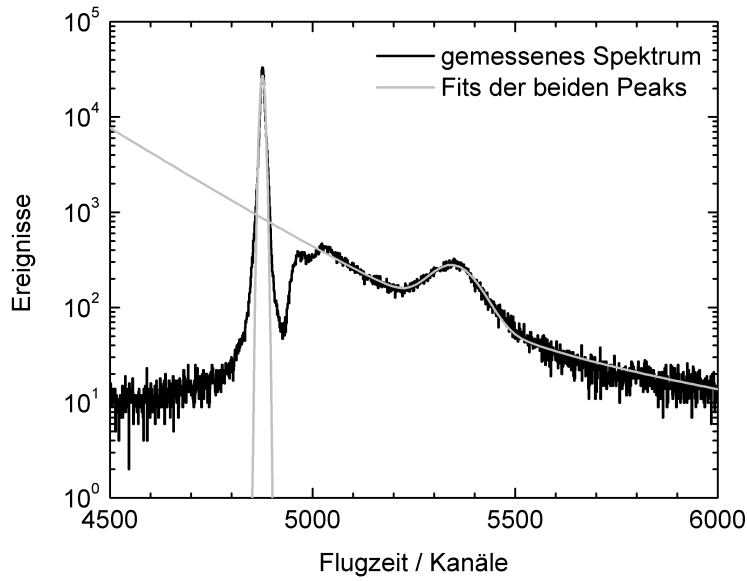


Abbildung 4.13: An das Flugzeitspektrum angepasste Gauß-Funktionen zur Bestimmung der Zeitaufölung und der Flugstrecke für die Li-Glas-Detektoren

Die Umrechnung der Kanalzahl ch in die Flugzeit t ergibt sich damit aus der Position ch_γ des γ -Peaks zu:

$$t = (ch - ch_\gamma) \cdot \frac{\Delta t}{\Delta ch} + \frac{s}{c} \quad (4.17)$$

In Abbildung 4.14 sind die erhaltenen Flugzeitspektren der drei Li-Glas-Detektoren dargestellt. Photonen-Peak und Neutronen-Kontinuum sind gut voneinander getrennt. Als einzige Struktur auf dem Kontinuum erkennt man deutlich den Resonanz-Peak aus der Nachweisreaktion Gleichung (2.4). Diesen konnte man schon in der Effizienzabschätzung in Abbildung 3.2 erkennen.

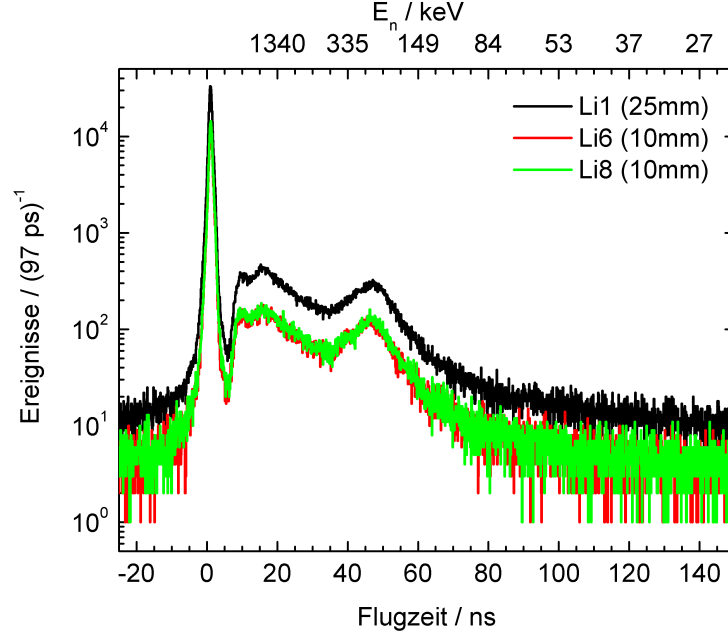


Abbildung 4.14: Mit den Li-Glas-Detektoren aufgenommene Flugzeitspektren einer ^{252}Cf -Quelle (man beachte bei der Energieachse, die nur für die Neutronen zutreffend ist, die inversquadratische Abhängigkeit von der Flugzeit)

4.2.5 Bestimmung der Effizienz

Um die tatsächliche Effizienzen zu bestimmen, muss zuerst das eingestrahelte Neutronen-Spektrum bestimmt werden. Dies soll gleich in Einheiten der Flugzeit t geschehen, da sich die analytische Form, Gleichung (4.1), unkomplizierter umrechnen lässt, als dies mit den aufgenommenen Histogrammen, aufgrund des nichtlinearen Zusammenhang zwischen Energie und Flugzeit, möglich ist.

Für das Neutronenspektrum wird folgendes angesetzt

$$\frac{dN(E)}{dE} = F \cdot \sqrt{E} \cdot \exp \left\{ \frac{-E}{1,565} \right\} \quad (4.18)$$

Den Normierungsfaktor F bestimmt man aus der Aktivität A der Quelle. Diese ergibt sich aus der geeichten Aktivität A_0 , der seit der Eichung vergangenen Zeit T und der Halbwertszeit $T_{1/2}$ von ^{252}Cf von 2,645 a [36] mit

$$A = A_0 \cdot 2^{-\frac{T}{T_{1/2}}} \quad (4.19)$$

Mit $\langle \nu \rangle = 3,8$ freiwerdenden Neutronen pro Spaltung [38] und einem Verzweigungsverhältnis für die Spontanspaltung Γ_{SF} von 0.0309 [36] erhält man die Neutronenemissionsrate \dot{N} zu:

$$\dot{N} = \langle \nu \rangle \cdot \Gamma_{SF} \cdot A \quad (4.20)$$

Da die totzeitkorrigierte Messzeit T_{live} wesentlich kürzer ist als die Halbwertszeit, kann man die Zeitabhängigkeit der Aktivität vernachlässigen und erhält

die während der Messung auf den Detektor getroffene Neutronenzahl N zu:

$$N = \dot{N} \cdot T_{live} \cdot \frac{\Omega_{Neutr.Det.}}{4\pi} \cdot \varepsilon_S(\text{BaF}_2) \quad (4.21)$$

Wobei Ω der Raumwinkel des Detektors ist, dessen Berechnung in Anhang C erläutert ist. Durch $\varepsilon_S(\text{BaF}_2)$ aus Gleichung (4.8) wird die Nachweiswahrscheinlichkeit für eine Spaltung und damit die Koinzidenzbedingung schon berücksichtigt.

Damit ergibt sich der Normierungsfaktor F aus der Beziehung:

$$N \stackrel{!}{=} \int_0^\infty \frac{N(E)}{dE} dE = F \cdot \int_0^\infty E^{\frac{1}{2}} \cdot \exp\left\{-\frac{1}{1,565} \cdot E\right\} dE \quad (4.22)$$

Nach [45] ist

$$\int_0^\infty x^n \exp\{-ax\} = \frac{\Gamma(n+1)}{a^{n+1}} \quad \text{für } n > -1 \text{ und } a > 0 \quad (4.23)$$

mit $n = \frac{1}{2}$, $a = \frac{1}{1,565}$ und $\Gamma(1,5) = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$ folgt:

$$F = N \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot 1,565^{-\frac{3}{2}} \quad (4.24)$$

Da das Theoriespektrum mit Histogrammen verglichen werden soll, muss bei der Umrechnung auf die Zeitachse noch ein Faktor $\frac{dE}{dt}$ berücksichtigt werden:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{dN(E(t))}{dE} \cdot \frac{dE}{dt} \quad (4.25)$$

Dieser ergibt sich aus der Energie-Flugzeit-Beziehung. Denn nach Gleichung (4.15) ist:

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= \frac{d}{dt} \left[m_n c^2 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{s}{t \cdot c}\right)^2}} - 1 \right) \right] \\ \Rightarrow \frac{dE}{dt} &= m_n c^2 \cdot \frac{\frac{s^2}{c^2 t^3}}{\sqrt{\left(1 - \left(\frac{s}{t \cdot c}\right)^2\right)^3}} \end{aligned} \quad (4.26)$$

Der Vergleich zwischen eingestrahlttem und gemessenem Spektrum ist in Abbildung 4.15 für den 25 mm dicken Detektor dargestellt. Um den Untergrund zufälliger Koinzidenzen zu berücksichtigen, wurde für diesen ein konstanter Verlauf angenommen. Dies entspricht, insbesondere bei großen Flugzeiten, nicht ganz der Realität, aber würde ausgiebige Monte Carlo Simulationen benötigen, um den exakten Verlauf zu bestimmen (siehe hierzu z.B. [46]).

Der sich ergebende Verlauf der Effizienz, der sich aus den Verhältnis von gemessenem zu eingestrahlttem Spektrum ergibt, ist in Abbildung 4.16 für alle Li-Glas-Detektoren dargestellt. Zum Vergleich sind die Abschätzungen aus Abbildung 3.2, auf die Flugzeit umgerechnet, ebenfalls eingetragen. Man sieht, dass diese die Struktur und Größenordnung relativ gut erklären. Der Anstieg

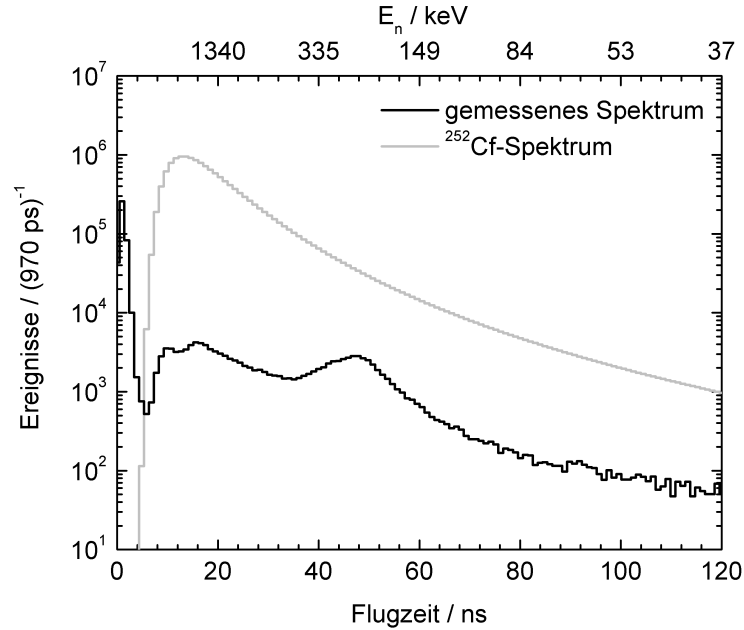


Abbildung 4.15: Eingestrahltes und gemessenes Neutronenspektrum für Detektor Li1

wird jedoch nicht so gut beschrieben (Abweichung ca. 50 %). Im oberen und unteren Teil der Zeitskala kommt es zu großen Abweichungen. Bei kurzen Flugzeiten ist dies durch den nicht vollständig beseitigten γ -Untergrund erklärbar, bei langen durch den ungenügend bekannten zufälligen Untergrund und durch Einflüsse, die durch die Dicke des Detektors bedingte sind. D.h. durch die Dicke des Detektors wird eine Ungenauigkeit in der Flugstrecke und damit zu eine Verschiebung der Flugzeit verursacht, je nachdem wo, zwischen der Front- und der Rückseite der Li-Glas-Scheibe, das Neutron nachgewiesen wird. Desweiteren kann es zu Mehrfachstreuungen kommen, also dazu, dass das Neutron vor der eigentlichen Nachweisreaktion an einem anderen Kern in der Scheibe elastisch gestreut wird und erst etwas später nachgewiesen wird. Außerdem kann es geschehen, dass ein Neutron erst gestreut wird, dabei etwas Energie verliert und damit in einen Energiebereich gelangt, für den die Nachweiswahrscheinlichkeit höher ist. Solche Einflüsse können nur mit monoenergetischen Neutronen untersucht werden, für die die Flugzeit von Quelle zum Detektor eindeutig bekannt ist.

Um den γ -Untergrund exakt zu bestimmen, müsste man einen vollkommen identischen, aber neutronenblinden Detektor an der gleichen Stelle platzieren. Dazu könnte man zum Beispiel einen Li-Glas-Detektor benutzen, aus dem fast das gesamte ^6Li entfernt wurde (sogenannte ^6Li depleted Detectors). Ein solcher stand aber kurzfristig nicht zur Verfügung.

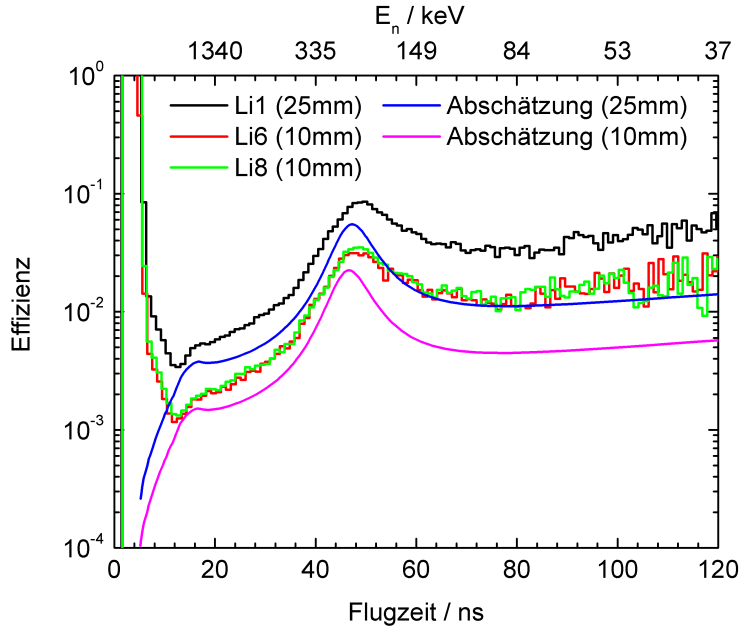


Abbildung 4.16: Erwarteter und gemessener Effizienzverlauf der Li-Glas-Detektoren

4.3 Die Plastik-Szintillationsdetektoren

4.3.1 Ortsbestimmung und Flugstreckenkorrektur

Bevor man sich den Messungen mit den Plastik Detektoren zuwenden kann, muss man theoretische Überlegungen darüber anstellen, wie die beidseitige Auslese der Detektoren zu analysieren ist. Denn führt man Flugzeitmessungen durch, so kommt es aufgrund der Länge der Detektoren zu Unterschieden in den Flugstrecken, je nachdem wo das Neutron im Detektor nachgewiesen wird. Dies muss korrigiert werden.

Wir betrachten die in Abbildung 4.17 dargestellte Situation. Für jeden Detektor erhält man von jedem Photovervielfacher jeweils einen QDC- und einen TDC-Messwert, Q_i bzw. T_i . Wobei i die Enden (links (l) bzw. rechts (r)) indiziert. Die Zeit-Messwerte setzen sich wie folgt zusammen:

$$T_l = T + t_l + T_{off,l} \quad (4.27)$$

$$T_r = T + t_r + T_{off,r} \quad (4.28)$$

Wobei T die Flugzeit der Neutronen und t_l und t_r die jeweilige Laufzeit des Szintillationslichtes im Detektor zum linken bzw. rechten Ende ist. $T_{off,l}$ und $T_{off,r}$ enthalten alle auftretenden Laufzeitunterschiede, die aufgrund unterschiedlicher Kabellängen, Elektronen-Laufzeiten innerhalb der Photovervielfacher usw. auftreten können.

Durch Summen- und Differenzbildung erhält man:

$$\Sigma T := T_l + T_r = 2 \cdot T + \underbrace{t_l + t_r}_{=L/c_{eff}} + \underbrace{T_{off,l} + T_{off,r}}_{=:T_{off}} \quad (4.29)$$

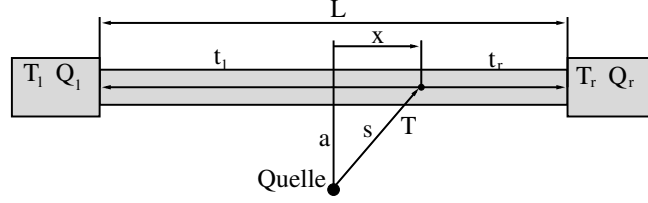


Abbildung 4.17: Beidseitige Auslese der Plastik Detektoren

$$\text{bzw.} \quad \Delta T := T_l - T_r = t_l - t_r + \underbrace{T_{off,l} - T_{off,r}}_{=:\Delta T_{off}} \quad (4.30)$$

Aus Gleichung (4.29) erhält man direkt eine Formel für die Flugzeit der Neutronen:

$$T = \frac{1}{2} \cdot \left(\Sigma T - \frac{L}{c_{eff}} - T_{off} \right) \quad (4.31)$$

wobei c_{eff} die effektive Geschwindigkeit des Szintillationslichtes innerhalb des Szintillators ist. Diese kann man zum Beispiel dadurch messen, dass man eine Quelle einmal ans linke und einmal ans rechte Ende (d.h. $t_l = 0$ bzw. $t_r = 0$) direkt auf den Szintillator (also $T = 0$) legt. Dann folgt:

$$t_l = 0, T = 0 \Rightarrow T_l = T_{off,l} \quad \text{und} \quad T_r = \frac{L}{c_{eff}} + T_{off,r} \quad (4.32)$$

$$\Rightarrow \Delta T_l := \Delta T(t_l = 0) = -\frac{L}{c_{eff}} + \Delta T_{off} \quad (4.33)$$

$$t_r = 0, T = 0 \Rightarrow T_r = T_{off,r} \quad \text{und} \quad T_l = \frac{L}{c_{eff}} + T_{off,l} \quad (4.34)$$

$$\Rightarrow \Delta T_r := \Delta T(t_r = 0) = \frac{L}{c_{eff}} + \Delta T_{off} \quad (4.35)$$

$$\Rightarrow c_{eff} = \frac{2 \cdot L}{\Delta T_r - \Delta T_l} \quad (4.36)$$

Man kann c_{eff} aber auch theoretisch herleiten [43]. Unter der Annahme, dass das Szintillationslicht vom Entstehungspunkt isotrop emittiert wird und die Lichtleitung durch Totalreflektion geschieht, folgt für die Laufzeit t des Lichts in einem Szintillator mit Brechungsindex n (vgl. Abb. 4.18):

$$t = \frac{s}{v} = \frac{l}{\cos \theta} \cdot \frac{n}{c} \quad (4.37)$$

$$\Rightarrow \langle t \rangle = \frac{nl}{c} \left\langle \frac{1}{\cos \theta} \right\rangle \quad (4.38)$$

Mit dem Grenzwinkel der Totalreflexion θ_G und $\cos \theta_G = \frac{1}{n}$ folgt:

$$\left\langle \frac{1}{\cos \theta} \right\rangle = \frac{\int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta=\theta_G} \frac{1}{\cos \theta} d(\cos \theta) d\varphi}{\int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta=\theta_G} d(\cos \theta) d\varphi} \quad (4.39)$$

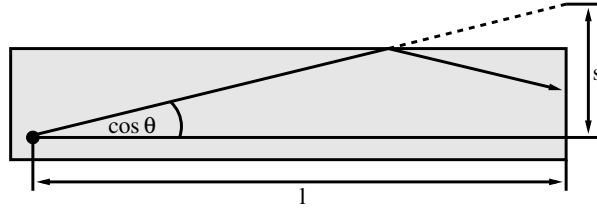


Abbildung 4.18: Zur Berechnung der effektiven Lichtgeschwindigkeit im Szintillator

$$\left\langle \frac{1}{\cos \theta} \right\rangle = \frac{2\pi \int_1^{1/n} \frac{1}{z} dz}{2\pi \int_1^{1/n} dz} = \frac{\ln \frac{1}{n} - \ln 1}{\frac{1}{n} - 1} = \frac{\ln n}{1 - \frac{1}{n}} \quad (4.40)$$

$$\Rightarrow \langle t \rangle = \frac{nl}{c} \cdot \frac{n \ln n}{1 - \frac{1}{n}} = \frac{l}{c} \frac{n^2 \ln n}{n - 1} =: \frac{l}{c_{eff}} \quad (4.41)$$

$$\Rightarrow \underline{\underline{c_{eff} = \frac{n - 1}{n^2 \ln n} \cdot c}} \quad (4.42)$$

Für das verwendete Szintillatormaterial ist $n=1,58$ und damit erwartet man eine effektive Lichtgeschwindigkeit von

$$\boxed{c_{eff} = 15,23 \frac{cm}{ns}} \quad (4.43)$$

Für den Entstehungsort x des Szintillationslichtes kann man eine Formel aus den folgenden Überlegungen ableiten. Es ist:

$$t_l = \frac{\left(\frac{L}{2} + x\right)}{c_{eff}} \quad \text{und} \quad t_r = \frac{\left(\frac{L}{2} - x\right)}{c_{eff}} \quad (4.44)$$

$$\Rightarrow \frac{1}{2}(t_l - t_r) = \frac{x}{c_{eff}} \quad (4.45)$$

und aus Gleichung (4.30) folgt:

$$\frac{1}{2} \cdot (t_l - t_r) = \frac{1}{2} \cdot (\Delta T - \Delta T_{off}) \quad (4.46)$$

Damit erhält man:

$$\boxed{x = \frac{c_{eff}}{2} (\Delta T - \Delta T_{off})} \quad (4.47)$$

Ähnliche Überlegungen kann man für die QDC-Messwerte Q_i anstellen. Nimmt man eine exponentielle Abschwächung des Szintillationslichtes an, so erhält man:

$$Q_l = Q_0 \cdot A_l \cdot \exp \left\{ -\alpha \left(\frac{L}{2} + x \right) \right\} \quad (4.48)$$

$$Q_r = Q_0 \cdot A_r \cdot \exp \left\{ -\alpha \left(\frac{L}{2} - x \right) \right\} \quad (4.49)$$

Dabei ist α der Abschwächungskoeffizient, Q_0 die Anfangsintensität des Lichtes und A_i die Verstärkung des linken bzw. rechten Photovervielfachers. Durch Division der beiden Gleichungen erhält man:

$$\frac{Q_r}{Q_l} = \frac{A_l}{A_r} \cdot \exp \{2\alpha x\} \quad (4.50)$$

und es ergibt sich:

$$x = \frac{1}{2\alpha} \left(\ln \frac{Q_r}{Q_l} - \ln \frac{A_r}{A_l} \right) \quad (4.51)$$

Aus dem Produkt der beiden Gleichungen erhält man:

$$Q_l \cdot Q_r = Q_0^2 \cdot A_l \cdot A_r \cdot \exp \{-\alpha L\} \quad (4.52)$$

und somit:

$$Q_0 = \sqrt{\frac{Q_l Q_r}{A_l A_r} \exp \{\alpha L\}} \quad (4.53)$$

4.3.2 QDC-Spektren und Ein-Elektronen-Peak

Die mit den Plastik-Detektoren aufgenommenen Spektren stammen ebenfalls aus einer Messung mit einer ^{252}Cf -Quelle. Die Messzeit war hier 77761 s, mit einer Totzeit von ca. 35 %.

In Abbildung 4.19 sind die QDC-Spektren der beiden Photovervielfacher des 12 cm langen Detektors dargestellt. Da sowohl Neutronen- als auch Photonen-Spektrum der ^{252}Cf -Quelle kontinuierlich sind, ist keinerlei Struktur zu erkennen.

Ausnahme bildet, neben dem Overflow Bereich wie bei den Li-Glas-Detektoren, der niederenergetische Bereich. Dieser ist in Abbildung 4.20 vergrößert dargestellt. Man erkennt hier zwei Peaks.

Der schmale, äußerst linke (ungefähr bei Kanal 80) ist der sogenannte Pedestal. Dies ist eine Eigenschaft des QDCs und kommt durch solche Ereignisse zustande, bei denen der QDC ein Gate erhält, das durch einen anderen Detektor ausgelöst wird, bei dem aber der betrachtete Kanal gerade kein Signal enthält. In diesem Fall integriert der QDC einen intern verursachten konstanten Strom, der dann als eben dieser Peak im Spektrum zu sehen ist. Dieser Peak definiert den Nullpunkt der Ladungs-Skala.

Der zweite, wesentlich breitere Peak ist der sogenannte Single-Electron- oder Ein-Elektronen-Peak. Dies ist wiederum eine Eigenschaft der Photovervielfacher. Er wird durch solche Ereignisse verursacht, bei denen das auf die Photokathode einfallende Licht gerade ausreicht, um ein einzelnes Elektron auszulösen. Den größten Beiträge zu diesem Peak liefern aber Elektronen, die von der Kathode thermisch emittiert werden, der sogenannte Dunkelstrom. Um diese Ereignisse, die nicht durch Szintillationslicht verursacht werden, herauszufiltern, wird wieder die Koinzidenzmethode benutzt: Man fordert, dass nur solche Ereignisse gezählt werden, bei denen beide Photovervielfacher eines Detektors ein Signal registriert haben. Umgekehrt kann man auch eine Antikoinzidenz

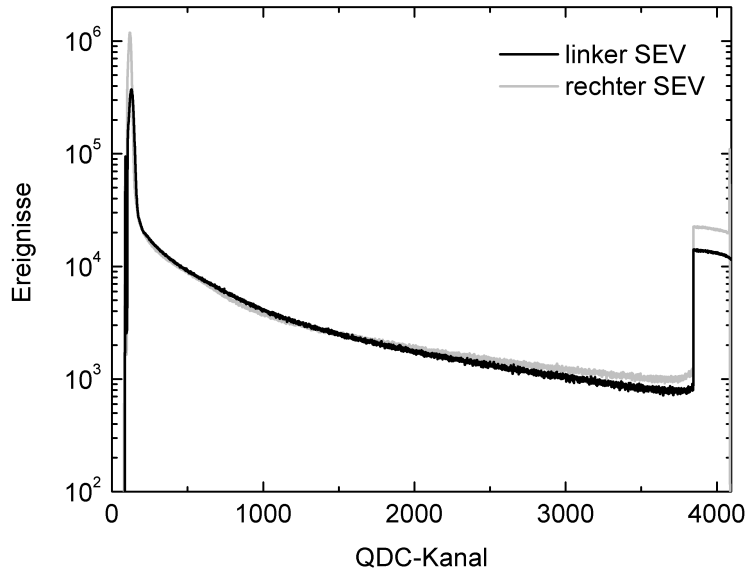


Abbildung 4.19: QDC-Rohspektren der beiden Photovervielfacher des 12 cm langen Plastik-Detektors

fordern, bei der nur genau einer der beiden Photovervielfacher ein Ereignis gemessen hat. Die bei beide Möglichkeiten entstehenden Spektren sind ebenfalls in Abbildung 4.20 dargestellt.

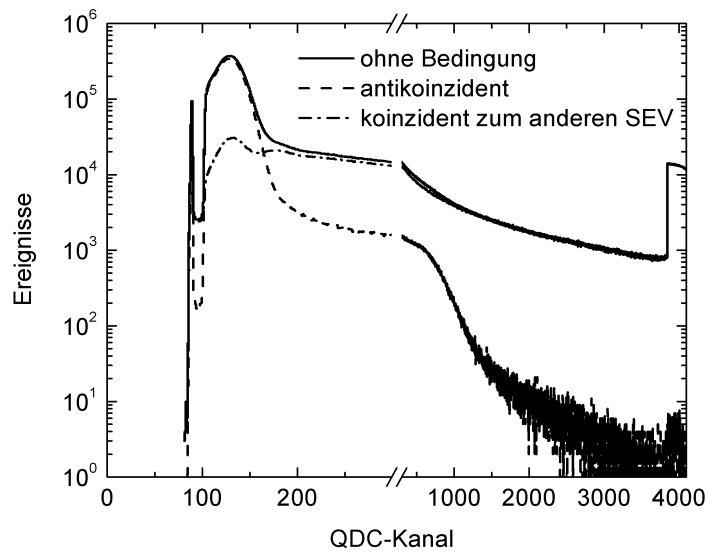


Abbildung 4.20: QDC-Spektrum eines Photovervielfachers des 12 cm langen Plastik-Detektors unter Koinzidenz- bzw. Antikoinzidenz-Bedingung mit dem anderen Photovervielfacher

Man sieht, dass das Antikoinzidenzspektrum den typischen Verlauf eines Photomultiplier-Untergrund-Spektrums besitzt, der schematisch in Abbildung

4.21 dargestellt ist. In Bereich B der Single-Electron-Peak und in Bereich C Ereignisse, die durch Nachimpulse und Eigenaktivität des Photovervielfachers (z.B. durch ^{40}K) verursacht werden. Bereich D, der durch kosmische Teilchen, wie Myonen, entsteht, liegt aufgrund des hohen Energieeintrags außerhalb des dynamischen Bereiches des QDCs.

Der Bereich A, der hauptsächlich durch Photoeffekt und Thermoemission an den Dynoden zustande kommt, ist durch die CFD-Schwelle bewusst abgeschnitten worden. Dies dient zum einen der Unterdrückung von unerwünschtem Untergrund und zum anderen definiert man dadurch eine stabile und vor allem reproduzierbare Nachweisschwelle für den Detektor selbst. Außerdem kann man auf diese Weise Plastik-Detektoren für Neutronen-Energien bis hinab zu einigen keV verwenden [47].

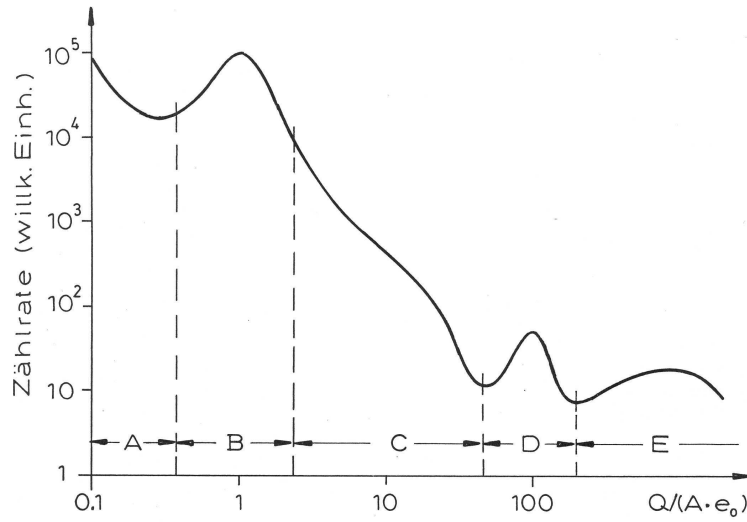


Abbildung 4.21: Schematische Darstellung des Untergrund-Spektrums von Photovervielfachern [41]

Mit Hilfe des Ein-Elektronen-Peaks (SEP) kann man die Verstärkung des Photovervielfachers bestimmen. Dazu rechnet man die QDC-Kanäle in eine elektrische Ladung um. Im Fall aus Abbildung 4.20 bestimmt man die Positionen der Peaks mit Hilfe einer Anpassung einer Gaußfunktion zu:

$$ch_{Ped} = 86,165 \pm 0,003 \quad (4.54)$$

$$ch_{SEP} = 117,527 \pm 0,003 \quad (4.55)$$

Der dynamische Bereich des QDCs beträgt 400 pC über 4096 Kanäle [30]. Daraus und aus der Differenz der Kanalzahlen erhält man die gemessene mittlere Ladung $\langle Q \rangle$:

$$\langle Q \rangle = (ch_{SEP} - ch_{Ped}) \cdot \frac{400 \text{ pC}}{4096} \quad (4.56)$$

$$\langle Q \rangle = 3,06 \text{ pC} \quad (4.57)$$

Dies ist die Ladung der im Photovervielfacher erzeugten „Elektronenlawine“, die durch ein einzelnes Elektron ausgelöst wurde. Daher ergibt sich die Verstärkung A des Photovervielfachers aus der Division durch die Elementarladung e_0 :

$$A = \frac{\langle Q \rangle}{e_0} = 1,9 \cdot 10^7 \quad (4.58)$$

Dies stimmt mit einer Abweichung von 0,5 % sehr gut mit dem vom Hersteller angegebenen mittleren Wert von $2 \cdot 10^7$ überein. Die Werte für die anderen Photovervielfacher sind Tabelle 4.2 aufgelistet. Die Spannungen sind hierbei so gewählt, dass die beiden Photovervielfacher eines Detektors ungefähr die gleiche Verstärkung aufweisen. Die verwendete Photovervielfacher sind nicht nach Verstärkung selektiert, daher ergeben sich die in Tabelle 4.2 zusehenden Unterschiede.

Tabelle 4.2: Eigenschaften der Photovervielfacher an den Plastik-Detektoren

Detektor-Länge	Base#	HV / V	Verstärkung / 10^7
12,5cm	1	2750	2,4
12,5cm	2	3000	1,9
25cm	3	3000	3,7
25cm	4	2850	4,0
100cm	5	3000	3,0
100cm	6	3000	2,9

Mit Hilfe der Werte für die Verstärkung kann man die QDC-Spektren wie in Abbildung 4.21 über der Elektronenzahl abtragen. Dies ist in Abbildung 4.22 für das Koinzidenzspektrum geschehen und man sieht darin nicht nur den Ein-Elektronen-Peak sondern auch den Zwei- und andeutungsweise auch den Drei-Elektronen-Peak.

4.3.3 TDC-Rohspektren und Nachimpulse

In Abbildung 4.23 sind die TDC-Rohspektren der Plastik-Detektoren zu sehen. Es sind kaum Unterschiede zu den Li-Glas-Detektoren festzustellen. Man bemerkt wieder die Nachimpulse, deren Spektren in Abbildung 4.24 dargestellt sind. Hier erkennt man einzelne Strukturen, die von den verschiedenen Komponenten des Restgases in dem Photovervielfacher herrühren können, wie Wasserstoff, Helium oder Sauerstoff [41]. In den Flugzeitspektren der einzelnen Photovervielfacher (Abb. 4.28) sind die Nachimpulse kaum zu sehen. Dies ist offensichtlich auf die im Vergleich zu den Li-Glas-Detektoren wesentlich günstigere Signalform zurückzuführen, die für die CFDs besser verarbeitbar ist.

4.3.4 Zeitdifferenz-Spektren und Ortsauflösung

Um die Vorüberlegungen von Seite 46ff anzuwenden, betrachten wir zuerst die Zeitdifferenz ΔT . Diese ist für alle drei Plastik-Detektoren in Abbildung 4.25 dargestellt. Man erkennt deutlich den Einfluss der Länge des Szintillators. Je

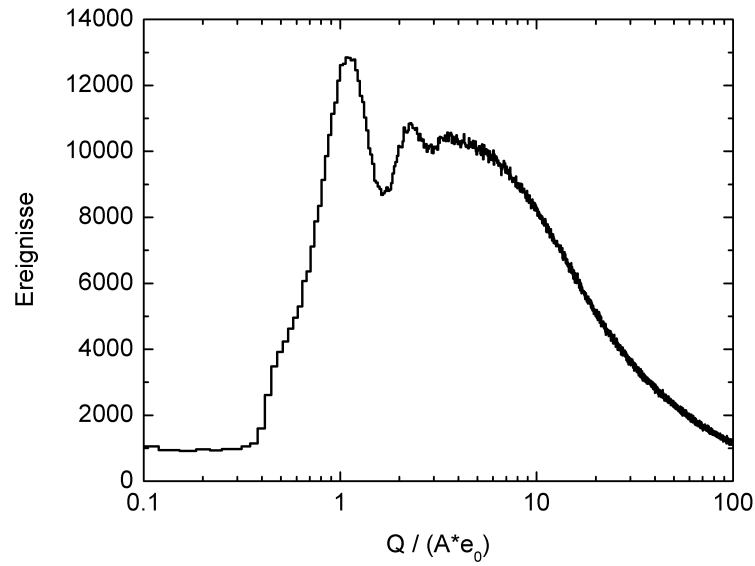


Abbildung 4.22: Durch die Koinzidenzbedingung zwischen beiden Photovervielfachern aufgenommenes Viel-Elektronen-Spektrum eines Photovervielfachers des 12cm langen Plastik-Detektors

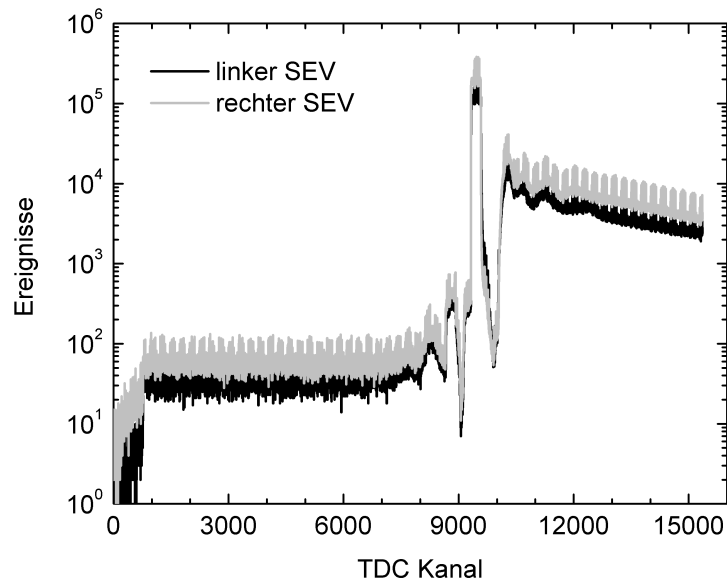


Abbildung 4.23: TDC-Rohspektren beider Photovervielfacher des 12cm langen Plastik-Detektors

länger dieser ist, desto breiter wird des Plateau in der Mitte des Spektrums. Die Ereignisse außerhalb dieser Peaks kommen durch solche zufälligen Koinzidenzen zustande, bei denen ein Photovervielfacher ein echtes, von der Quelle verursachtes Ereignis registriert hat, aber der andere zum Beispiel ein Untergrundereignis.

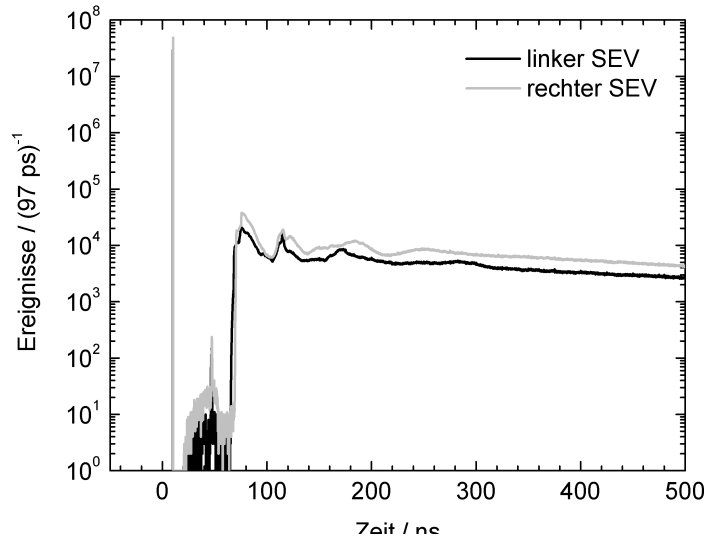


Abbildung 4.24: Nachimpulsspektren der Photovervielfacher des 12cm langen Plastik-Detektors

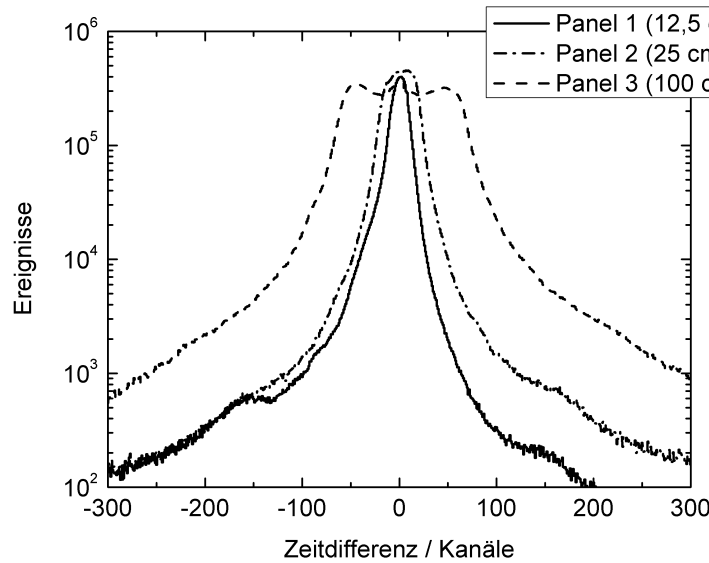


Abbildung 4.25: Zeitdifferenz zwischen linkem und rechtem Photovervielfacher der Plastik-Detektoren

Um die Ortsauflösung der Detektoren zu bestimmen, wurde eine ^{137}Cs -Quelle, die monoenergetische Photonen mit einer Energie von 661 keV emittiert, direkt auf den 100 cm langen Szintillator gelegt. Diese Position wurde in 10 cm-Schritten, mit Nullpunkt bei dem rechten Photovervielfacher, variiert und jedesmal die Zeitdifferenz ΔT gemessen. Diese Messungen sind in Abbildung 4.26 dargestellt. Aus dem linearen Zusammenhang zwischen dem Ort der Quelle und der Peakposition im Zeitdifferenzspektrum ergibt sich folgende Ortska-

librierung:

$$\boxed{\frac{\Delta x}{\Delta ch} = (0.753 \pm 0.002) \frac{\text{cm}}{\text{ch}}} \quad (4.59)$$

wobei für die Bestimmung des Ortes eine Ungenauigkeit von $\pm 0,25$ cm angenommen wurde. Aus der mittleren Halbwertsbreite der Peaks von 17.89 ± 0.01 Kanälen kann man somit folgende Ortsauflösung ableiten:

$$\boxed{\Delta x = (13.47 \pm 0.05) \text{ cm}} \quad (4.60)$$

Zur Bestimmung der effektive Lichtgeschwindigkeit im Detektor, benutzt man die Dispersion des TDC Gleichung (3.6) und erhält aus den Gleichungen (4.59) und (4.47):

$$\boxed{c_{eff} = (15.42 \pm 0.05) \frac{\text{cm}}{\text{ns}}} \quad (4.61)$$

Dies stimmt mit einer Abweichung von zirka 1 % überraschend gut mit der relativ einfachen Abschätzung in Gleichung (4.43) überein.

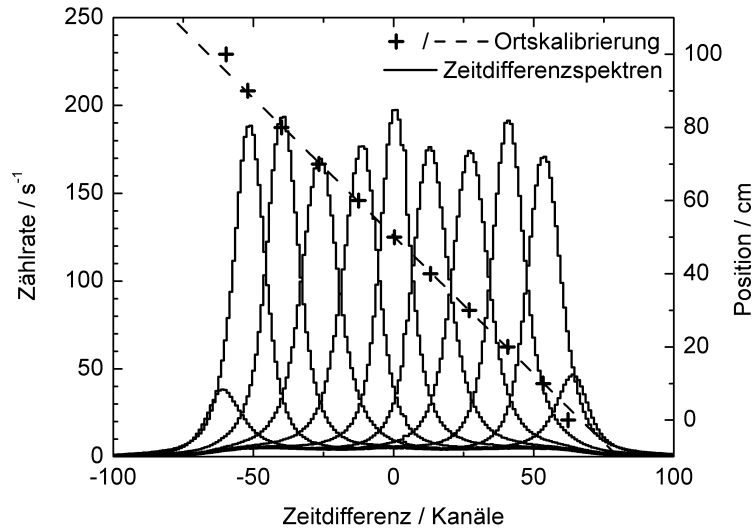


Abbildung 4.26: Zeitdifferenzen zwischen linkem und rechtem Photoervielfacher des 100 cm langen Plastik-Detektors bei der Variation der Position einer ^{137}Cs -Quelle auf dem Detektor

Verwendet man für die Ortsbestimmung die Ladungssignale, siehe Gleichung (4.51), so ergibt sich das in Abbildung 4.27 dargestellte Bild. Man sieht deutlich den Unterschied in der Ortsauflösung, die sich hier zu $\Delta x_Q = 57,5 \pm 0,1$ cm ergibt. Aus dem Anstieg der Eichgeraden kann man den Abschwächungskoeffizienten α bestimmen:

$$\boxed{\alpha = 0.68281 \text{ m}^{-1}} \quad (4.62)$$

Dies entspricht einer Abschwächungslänge von ca. 1,5 m, was etwas kleiner ist als der vom Hersteller angegebenen Wert von 4 m. Dies kann unter anderem durch Verluste bei der Reflexion oder wellenlängenabhängige Effekte bedingt sein.

Man sieht aber auch, dass die Breite der Peaks sowohl in Abbildung 4.27, als auch 4.26 bei gleichem Inhalt mehr oder weniger stark mit dem Ort variieren, was auf weitere ortsabhängige Einflüsse zurückschließen lässt. Inhomogenitäten, Verunreinigungen oder Beschädigungen des Szintillators, wie Mikrorisse, sind dabei nicht auszuschließen, obwohl die Detektoren komplett neu hergestellt wurden.

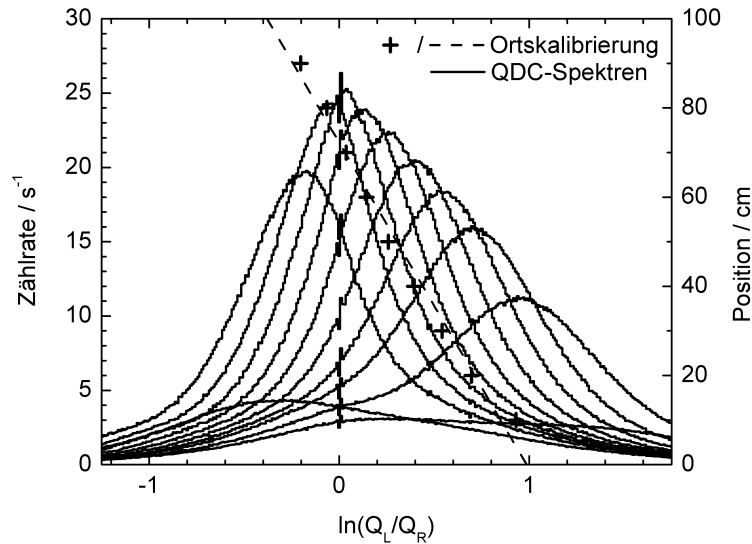


Abbildung 4.27: Verhältnis der gemessenen Ladungen vom linken zum rechten Photovervielfacher des 100 cm langen Plastik-Detektors bei der Variation der Position einer ^{137}Cs -Quelle auf dem Detektor

4.3.5 Ortskorrektur und Zeitauflösung

In Abbildung 4.28 sind die Flugzeitspektren, die mit der ^{252}Cf -Quelle aufgenommen wurden, dargestellt. Man erkennt deutlich den γ -Peak und, gut davon getrennt, das Neutronen-Kontinuum.

Bei Panel3 wird der Einfluss der größeren Länge des Szintillators sichtbar. Der γ -Peak ist stark zu größeren Flugzeiten hin verzerrt. Dies wird durch die Koinzidenzmethode korrigiert. Dazu benutzt man Gleichung (4.31) und bildet $\Sigma T/2$ aus den beiden Flugzeiten von linkem und rechtem Photovervielfacher jedes Szintillators. Gleichzeitig kann man fordern, dass die Differenz der Zeiten innerhalb eines Fensters liegt, das gemäß der Ortskalibrierung innerhalb des Detektors liegt. Dadurch wird der Untergrund von zufälligen Koinzidenzen und von Nachimpulsen verursachten Ereignissen zusätzlich unterdrückt. Die dabei entstehenden Spektren sind ebenfalls in Abbildung 4.28 dargestellt. Sie besitzen nun eine wesentlich bessere Zeitauflösung (vgl. Tab. 4.3). Diese sind wieder durch die Anpassung der γ -Peaks bestimmt und entsprechend der Auflösung des BaF_2 -Detektors korrigiert worden.

Dies ist jedoch noch nicht die komplette Korrektur der Spektren, denn es wurde noch nicht beachtet, dass die Flugstrecke von der Quelle zu den beiden

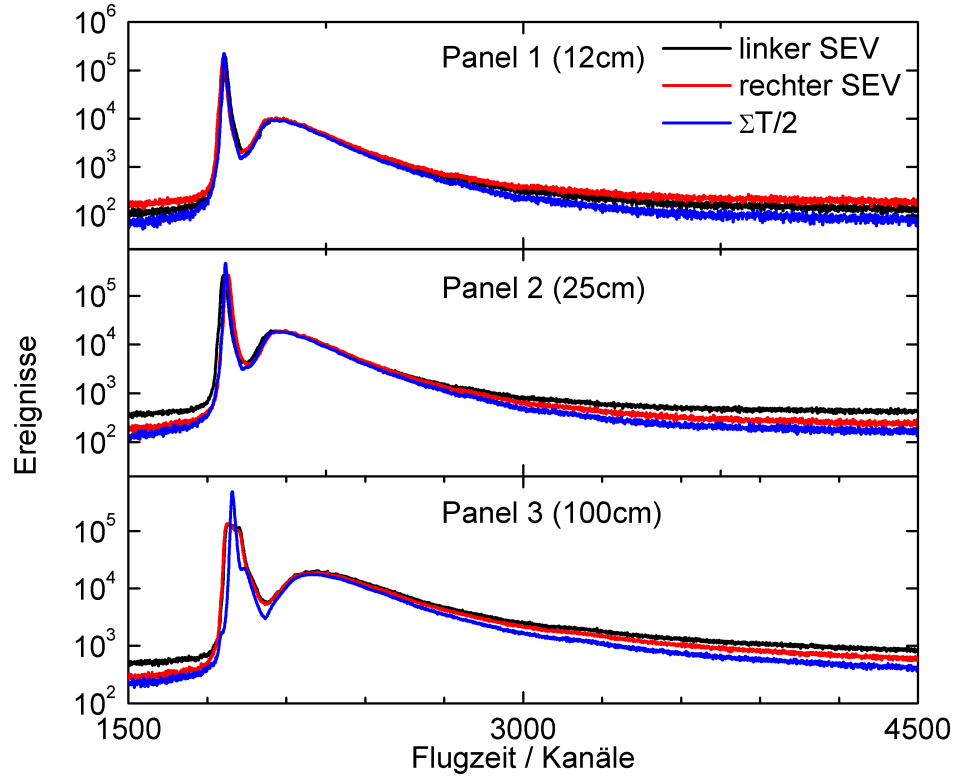


Abbildung 4.28: Flugzeitspektren einer ^{252}Cf -Quelle für die einzelnen Photovervielfacher jedes Plastikdetektors sowie der Mittelwert der Zeiten beider Photovervielfacher eines Detektors

Tabelle 4.3: Eigenschaften der Plastik-Detektoren

Detektor	Zeitauflösung / ns (FWHM)			Effizienz bei 50 keV
	linker Photovervielfacher	rechter Photovervielfacher	Summe	
12 cm	1.581 ± 0.003	1.664 ± 0.002	1.185 ± 0.003	ca. 90%
25 cm	2.140 ± 0.002	1.995 ± 0.002	1.134 ± 0.003	ca. 90%
100cm	3.492 ± 0.002	3.645 ± 0.002	1.266 ± 0.003	ca. 90%

Enden des Detektors länger ist, als die zur Mitte. Diese Ortsabhängigkeit wird bei der Bildung von $\Sigma T/2$ noch nicht berücksichtigt.

In Abbildung 4.29 ist die Zeitdifferenz ΔT , also der Ort, gegen die Zeitsumme ΣT , somit die Flugzeit, abgetragen. Man erkennt hier die Strukturen aus den Abbildungen 4.25 und 4.28 wieder. Die Breite des Bandes, das in der Mitte des Graphen von links nach rechts verläuft, entspricht der vollen Länge des Detektors. In diesem ist der schmale γ -Peak und das lang gezogene Neutronenkontinuum zu sehen. Die diagonalen Strukturen, die oben und unten von dem Band weggehen, sind Geraden mit einem Anstieg von ± 2 . Diese entstehen durch solche Ereignisse, bei denen zum Beispiel der linke Photovervielfacher ein echtes, durch die Quelle verursachtes Ereignis registriert, also eine richtige Zeit

T_l liefert, und der andere Photovervielfacher ein zufälliges Ereignis detektiert. Das letztere sei um τ gegen die echte Zeit T_r verschoben. Dann verschiebt sich das Ereignis in dem 2D-Graphen von seiner eigentlichen Position $(\Sigma T/2, \Delta T)$ an die gemessene Stelle $(\Sigma T_m/2, \Delta T_m)$ wie folgt:

$$\begin{aligned}\Delta T_m &= T_l - (T_r + \tau) = \Delta T - \tau \\ \frac{\Sigma T_m}{2} &= \frac{T_l + (T_r + \tau)}{2} = \frac{\Sigma T}{2} + \frac{\tau}{2}\end{aligned}$$

D.h. die Position ist um $(\tau/2, -\tau)$ verschoben, also genau auf den beobachteten diagonalen Strukturen.

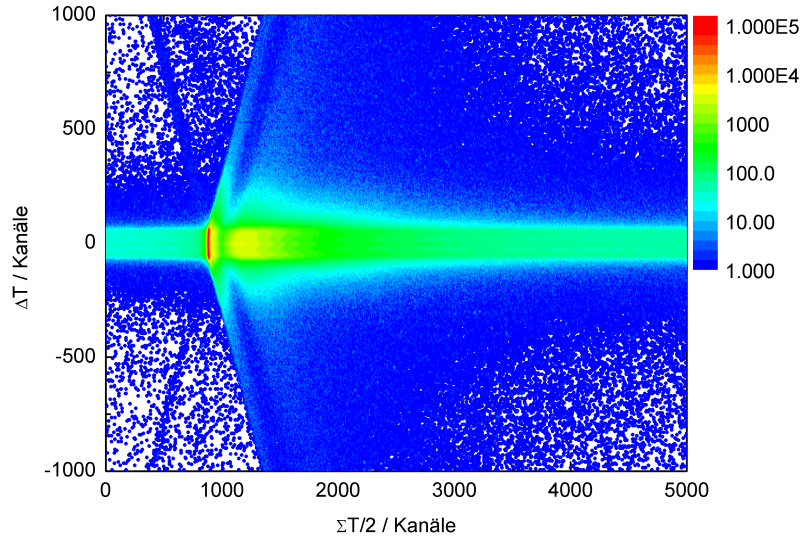


Abbildung 4.29: Zweidimensionales Flugzeit-Ort-Spektrum der ^{252}Cf -Quelle aufgenommen mit dem 100 cm langen Plastik-Detektor

Innerhalb des breiten Bandes wird der Einfluss der unterschiedlichen Flugstrecken zwischen der Mitte und den Enden sichtbar. Deshalb ist dieser Bereich in Abbildung 4.30 vergrößert dargestellt. Sowohl das Maximum des Neutronenkontinuums als auch der γ -Peak sind oben und unten zu größeren Flugzeiten hin verzerrt.

Die Ortskorrektur ist nun durch folgenden Faktor gegeben:

$$F = \frac{a}{s} = \frac{a}{\sqrt{a^2 + x^2}} = \frac{\frac{a}{c_{eff}}}{\sqrt{\left(\frac{a}{c_{eff}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{2}\right)^2}} \quad (4.63)$$

Wobei die Notation aus Abbildung 4.17 verwendet und Gleichung (4.47) eingesetzt wurde. Danach ergibt sich das in Abbildung 4.30 dargestellte Bild. Die Verzerrung ist vollständig entfernt.

Die Projektion auf die Zeitachse ist für alle Detektoren in Abbildung 4.31 dargestellt. Wie erwartet, ist die Korrektur bei dem kürzesten Detektor minimal, aber bei dem 1 m langen Detektor schon beachtlich. Die Zeitauflösungen nach der Korrektur sind ebenfalls in Tabelle 4.3 eingetragen. Man sieht die deutliche Verbesserung.

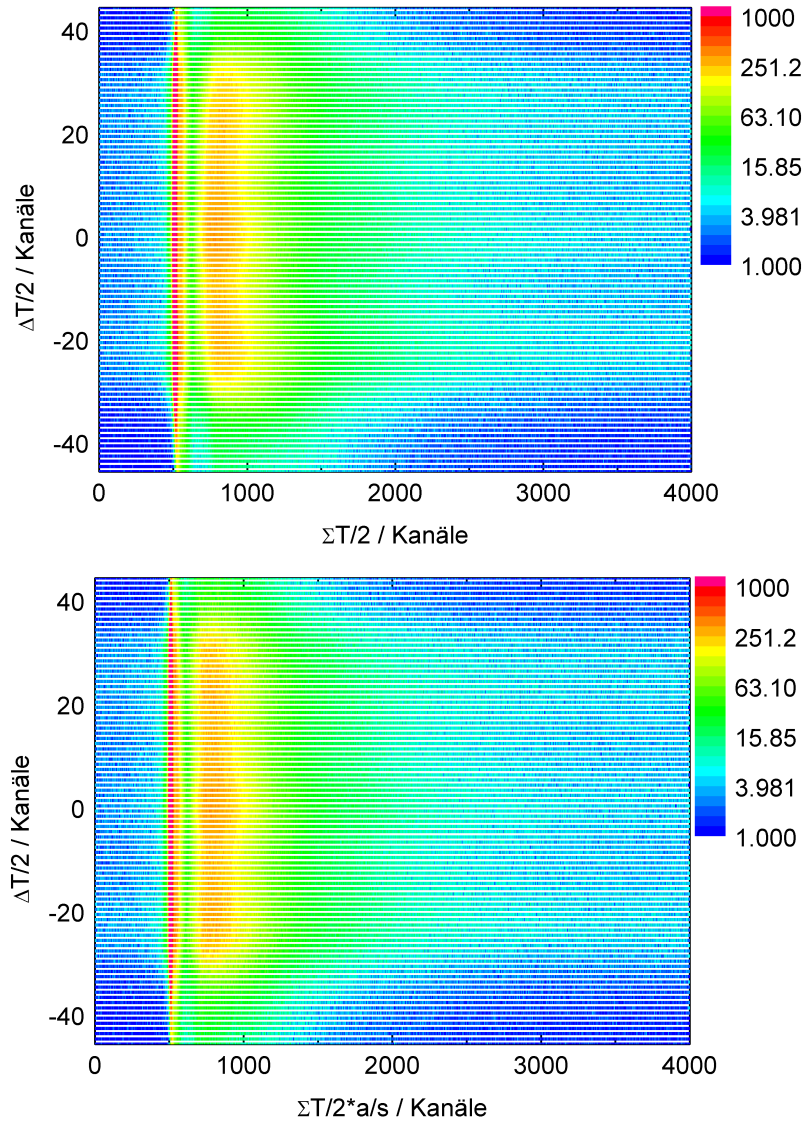


Abbildung 4.30: 2D Flugzeit-Ort-Spektrum oben vor und unten nach der Ortskorrektur der Flugzeit

4.3.6 Zusammenhang zwischen Ladungs- und Flugzeit-Spektrum

Wir wollen kurz untersuchen, ob die Energie der Neutronen auch aus den QDC-Spektren hätte bestimmt werden können. Dazu wurde das Flugzeitspektrum in mehrere Zeit-Bereiche aufgeteilt und die dazugehörigen QDC-Spektren mit einander verglichen. Dies ist in Abbildung 4.32 dargestellt. Man sieht, dass wie erwartet, die maximalen QDC-Werte um so kleiner werden, je größer die Flugzeit und damit je kleiner die Neutronen-Energie wird. Es wird auch deutlich, dass der Energieübertrag, durch die Kinematik des elastischen Stoßes, auch bei kleinen Flugzeiten und damit großen Einschussenergien sehr klein werden kann.

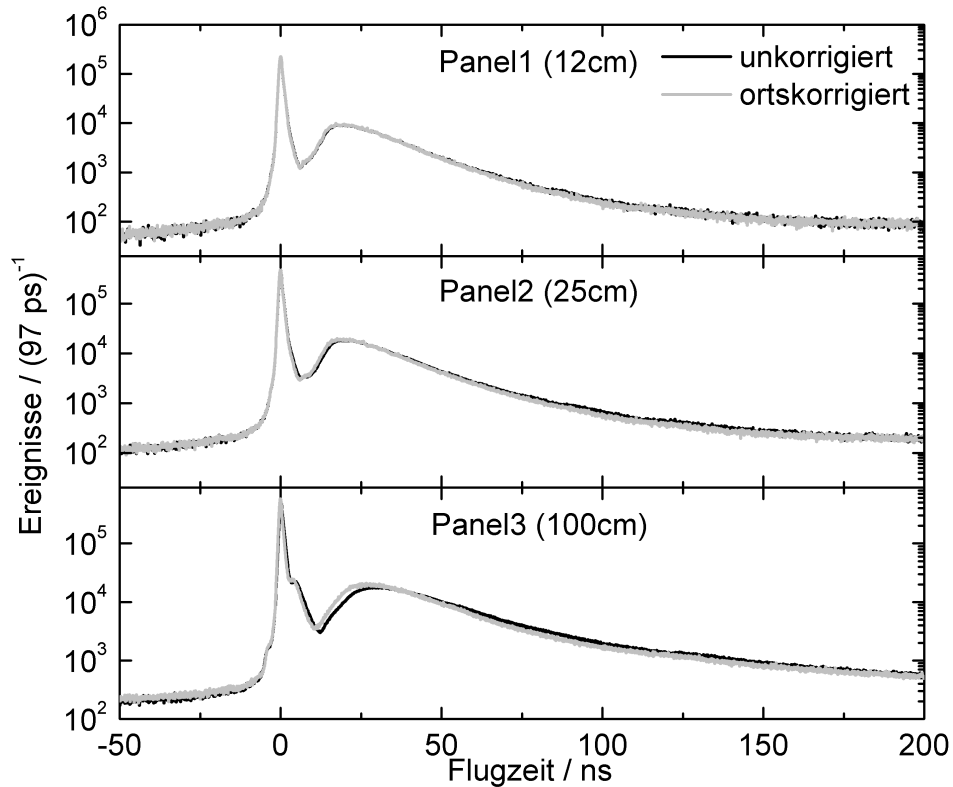


Abbildung 4.31: Mit den Plastik-Detektoren gemessene Flugzeitspektren mit und ohne Ortskorrektur

Somit kann die ursprüngliche Neutronenenergie nur unter Anwendung rechenintensive Entfaltungsprozeduren aus dem QDC-Spektrum reproduziert werden.

4.3.7 Bestimmung der Effizienz

Die Effizienzbestimmung geschieht analog zu der bei den Li-Glas-Detektoren (vgl. Abschnitt 4.2.5). Die ortskorrigierten Flugzeitspektren werden mit dem eingestrahlt Neutronenspektrum der ^{252}Cf -Quelle verglichen. In Abbildung 4.33 ist für den 12 cm langen Detektor das eingestrahlt und das gemessene Neutronenspektrum dargestellt. Die sich ergebende Effizienz ist für alle Plastik-Detektoren in Abbildung 4.34 zusammengestellt. Man sieht, dass die Abschätzung aus Kapitel 3.1 im Verlauf ungefähr mit den gemessenen Graphen übereinstimmt, insbesondere im höherenergetischen Bereich (Abweichung kleiner 10 %). Im mittleren Bereich stellt man fest, dass die gemessenen Werte oberhalb der Abschätzung liegen. Dies könnte zum einen, wie bei den Li-Glas-Detektoren diskutiert, Mehrfachstreuung im Szintillator zur Ursache haben oder durch gestreute Neutronen verursacht werden, die von den Wänden zurückgeworfen werden. Zum Beispiel befindet sich der 100 cm lange Detektor zirka 70 cm über dem Fußboden. Für Neutronen von 754 keV Energie, die innerhalb von 50 ns die direkte Flugstrecke von 60 cm von Quelle zum Detektor zurück-

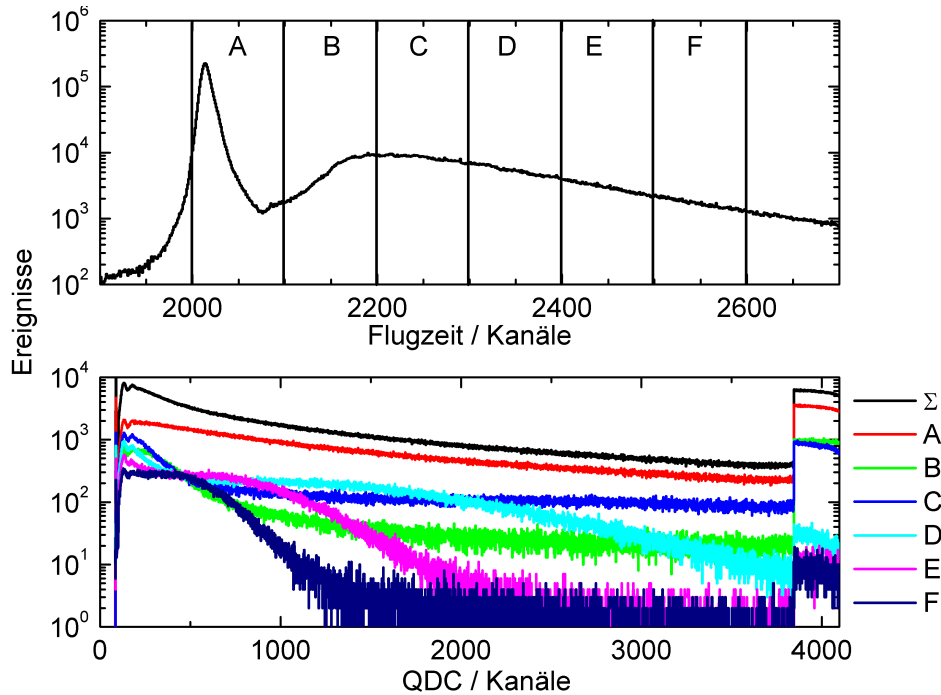


Abbildung 4.32: Zusammenhang zwischen Flugzeit und im Szintillator deponierter Neutronen-Energie. Die verschiedenen Graphen im unteren Spektrum sind die QDC-Werte der Ereignisse in dem jeweiligen Zeitfenster im oberen Spektrum.

legen, bedeutet das, dass sie bei Streuung am Fußboden nach 117 ns wieder am Detektor ankommen. Dies könnte den Anstieg ab zirka 120 ns erklären.

Im niederenergetischsten Bereich deutet sich ein Abfall der Effizienz an. Dies wird durch die Nachweisschwelle des Detektors verursacht. Je kleiner die Energie der Neutronen wird, um so kleiner wird auch die beim elastischen Stoß übertragene und in Szintillationslicht umgewandelte Energie. Dies kann unter Umständen so wenig sein, dass es unterhalb der Detektionsschwelle des Photovervielfacher liegt, der nur Signale nachweisen kann, bei denen mindestens ein Elektron aus der Photokathode ausgelöst wird. Bei dem langen Detektor kommt zudem noch die Absorption des Lichts im Szintillator hinzu, die die Intensität des Lichtes soweit reduzieren kann, dass nur noch der Photovervielfacher, der sich am nächsten am Nachweisort befindet, ein Ereignis registriert.

Im Vergleich mit den Li-Glas-Detektoren stellt man fest, dass die Plastik-Szintillatoren mindestens bis zu einer Schwelle von 25 keV Neutronenenergie die bessere Wahl darstellen.

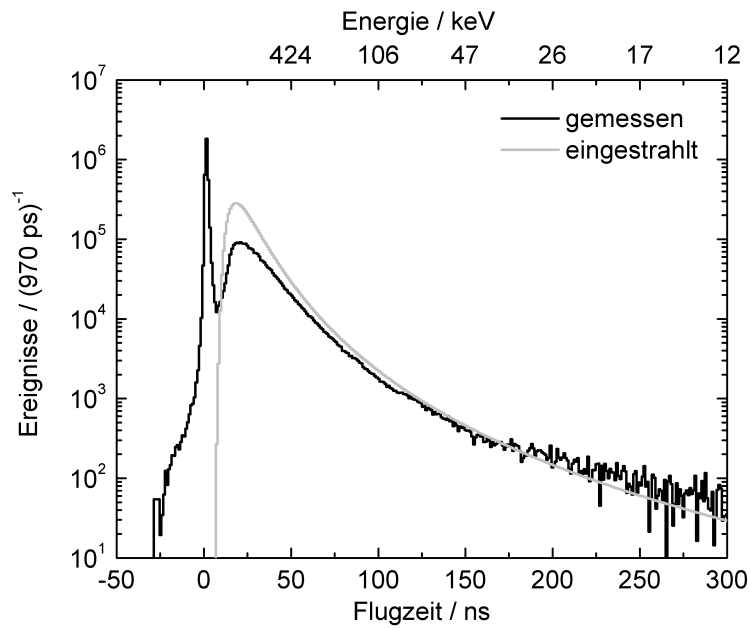


Abbildung 4.33: Eingestrahktes und gemessenes Neutronenspektrum des 12cm langen Detektors

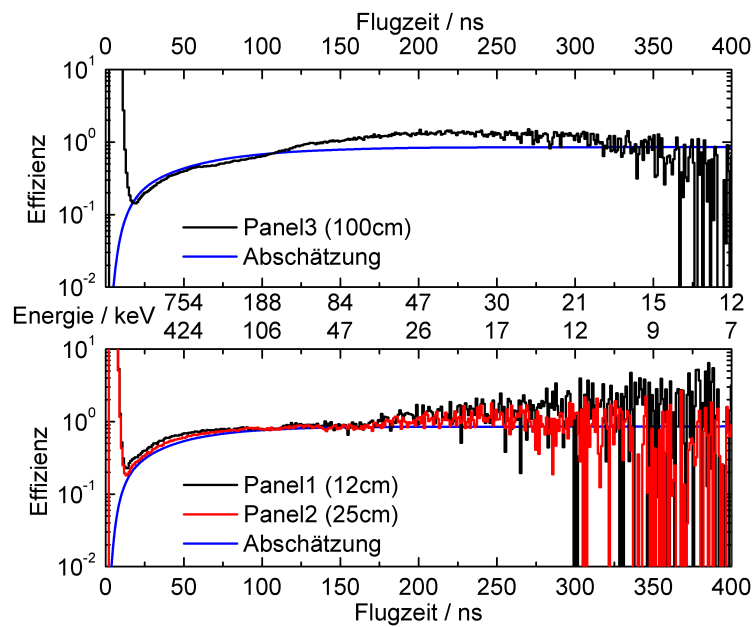


Abbildung 4.34: Gemessene Effizienzen der Plastikdetektoren

4.4 Die Zink-Sulfid-Detektoren

Die ZnS-Detektoren bieten die interessante Möglichkeit der Impulsformdiskriminierung. D.h. man kann anhand der Detektorimpulse unterscheiden, welche Teilchensorte dieses Ereignis ausgelöst hat. Um dies zu bewerkstelligen, wurden die Impulse auf zwei verschiedene QDCs gegeben, die zwei unterschiedlich lange Gates erhalten. Der Sinn davon ist, das Verhältnis zwischen der kurzen und langen Komponente des Szintillationslichtes, die in Abbildung 3.6 zu sehen sind, zu ermitteln. Dabei wurde das kurze Gate wie in Abbildung 3.14 zu sehen auf 400 ns und das lange auf 2 μ s gesetzt. Diese Werte sollten für ZnS-Detektoren, entsprechend den in Tabelle 3.2 angegebenen Werten, eigentlich noch etwas kleiner eingestellt werden. Da das System aber von dem logischen ODER aller Detektoren getriggert wird, müssen auch Zeitverschiebungen zwischen den einzelnen Detektoren berücksichtigt und die Gates so lang gewählt werden, dass auch später ankommende Signale noch vollständig hinein fallen.

In Abbildung 4.35 ist der gemessene Wert des QDCs, der das lange Gate erhält (long-Gate), gegen den des QDCs mit dem kurzen Gate (short-Gate) aufgetragen. Dabei wurde wieder die ^{252}Cf -Quelle verwendet.

Man erkennt deutlich zwei Strukturen: eine schmale, bei der, nach Abzug des Pedestals, in beiden Gates ungefähr der gleiche Inhalt gemessen wird, und eine breite, bei der der long-Gate-Messwert deutlich größer ist als der im short-Gate.

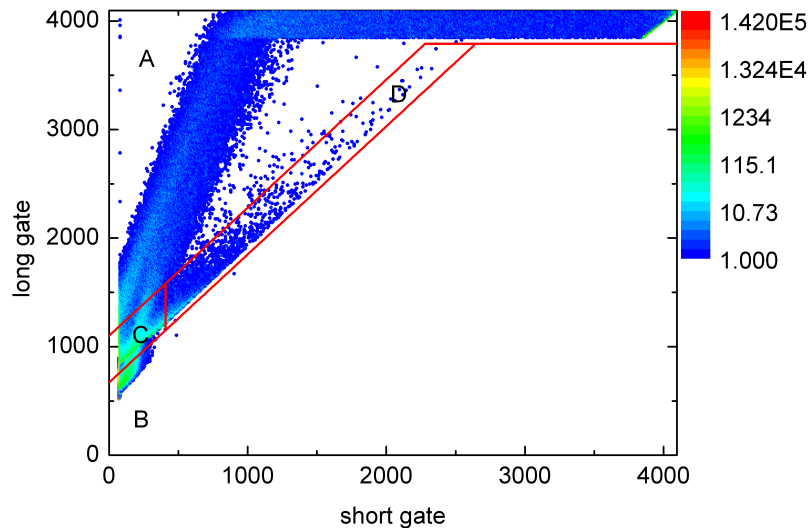


Abbildung 4.35: Spektrum, bei dem der mit langem Gate (long gate) gemessene QDC-Wert gegen den mit kurzem Gate (short gate) abgetragen ist, aufgenommen mit dem ZnS-Detektor

Das Spektrum wurde in vier Bereiche eingeteilt und die entsprechenden Flugzeitspektren in Abbildung 4.36 dargestellt. Dadurch wird eine Zuordnung zwischen den Strukturen im zweidimensionalen Spektrum und den erzeugenden Teilchen möglich. Man sieht, dass der Bereich A, in dem der long-Gate-Inhalt größer ist als der des short-Gates, fast ausschließlich Neutronensignale enthält

und nur sehr wenige Photonensignale. Entgegengesetzt dazu enthalten die Bereiche C und D, mit ungefähr gleichem Inhalt in short und long Gate, fast nur Photonenergebnisse. Im Bereich B befinden sich ebenfalls hauptsächlich Photonensignale, aber auch ein Anteil an Ereignissen mit größeren Flugzeitwerten. Dabei handelt es sich aber wahrscheinlich um gestreuten Photonen, da man annehmen kann, dass schnelle Neutronen im Mittel einen höheren QDC-Wert erzeugen würden und somit nicht in diesen Bereich fallen sollten. Da man diese Ereignisse aber nicht weiter nach der Teilchensorte unterscheiden kann, wird im weiteren nur das aus Bereich A erhaltene Spektrum als das gemessene Neutronenspektrum benutzt. Man erhält auf diese Weise ein Spektrum, dessen Trennung von Photonenpeak und Neutronenkontinuum trotz der kurzen Flugstrecke nicht besser sein könnte. Auch das Verhältnis der Zahl von Photonen zu Neutronen ist hervorragend. Leider ergeben sich aber für die Zeitauflösung und die Effizienz nicht so ausgezeichnete Werte.

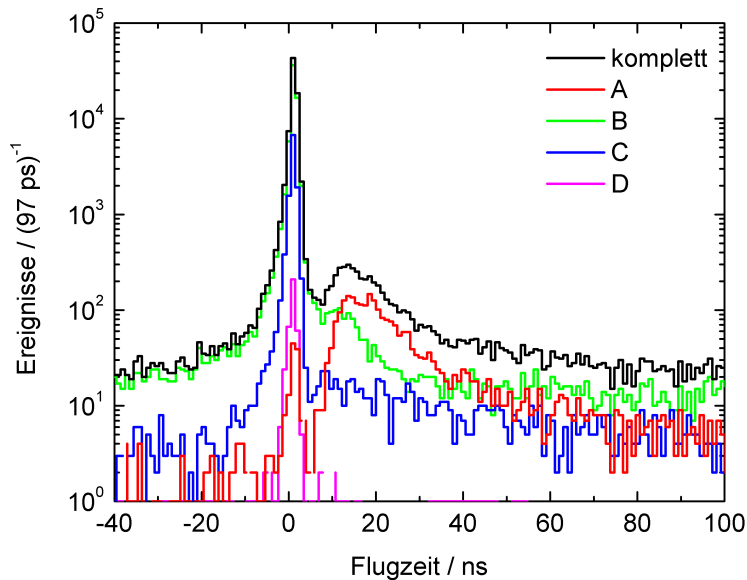


Abbildung 4.36: Flugzeitspektrum des ZnS-Detektors und die Flugzeitspektren der Ereignisse in den verschiedenen Bereichen des Spektrums in Abbildung 4.35

Aus der Anpassung des γ -Peaks erhält man eine Zeitauflösung von $2,4 \pm 0,3$ ns, was dem Doppelten der Werte der anderen Detektoren entspricht.

Tabelle 4.4: Eigenschaften des ZnS-Detektors

Detektor	Zeitauflösung	Effizienz bei 50 keV
ZnS	$2,4 \pm 0,3$ ns	ca. 0,6%

Vergleicht man das eingestrahelte und das gemessene Neutronenspektrum in Abbildung 4.37, so wird der große Nachteil dieser Detektoren deutlich. Die Effizienz (vgl. Abb. 4.38) liegt noch einmal eine Größenordnung unterhalb der der anderen Detektoren.

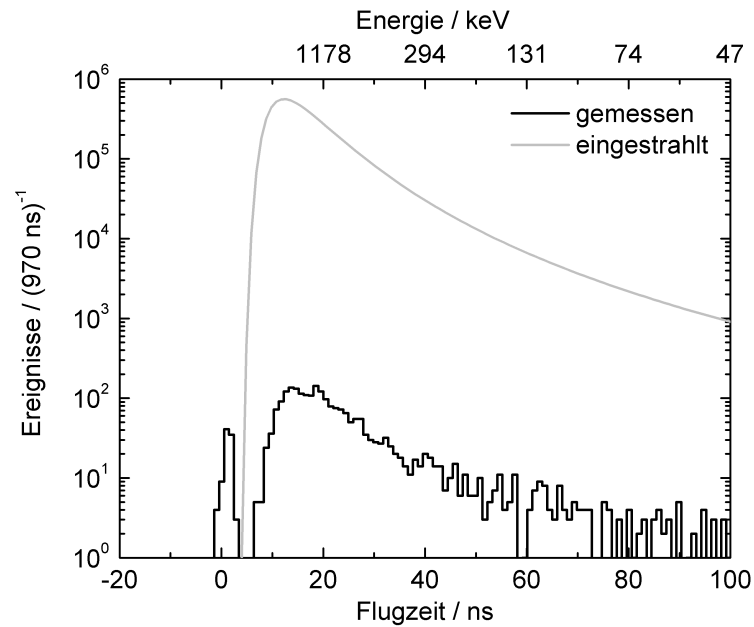


Abbildung 4.37: Erwartetes und mit dem ZnS-Detektor gemessenes Neutronenspektrum

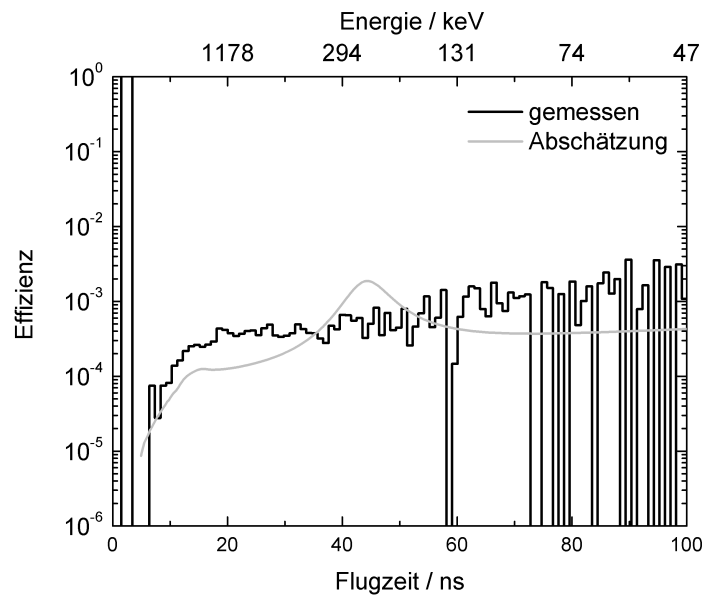


Abbildung 4.38: Effizienz des ZnS-Detektors

4.5 Die Lithium-Borat- und Barium-Fluorid-Detektoren

Wie schon erwähnt, wurden noch zwei weitere Detektortypen auf Ihre Eignung zum Neutronennachweis geprüft. Dies ist zum einen ein BaF_2 - und zum anderen ein LBO-Detektor. Beide Typen bieten jedoch in der vorliegenden Form keine Möglichkeit der Verbesserung der Spektren bezüglich des Neutronen-zu-Untergrund-Verhältnisses, wie dies bei den bisher behandelten Typen der Fall war. Die BaF_2 -Detektoren besitzen zwar auch zwei Szintillations-Licht-Komponenten wie das ZnS , deren Diskriminierung ist aber in dem interessanten Bereich niedriger Neutronenenergien sehr schwer zu realisieren [48]. Man kann also nur die unbearbeitete, ungefilterten Zeitdifferenzspektren analysieren.

Betrachtet man das Flugzeitspektrum, das mit dem BaF_2 -Detektor von der ^{252}Cf -Quelle aufgenommen wurde, in Abbildung 4.39, so sieht man, dass der BaF_2 -Detektor eine gewisse Effizienz für den Nachweis von Neutronen besitzt. Diese liegt etwas oberhalb der der Li-Glas-Detektoren. Aber aufgrund der Form und Ausdehnung der BaF_2 -Kristalle, eignen sich diese weniger gut für Flugzeitmessungen, da zum einen der Nachweisort nur mit großer Unsicherheit bekannt ist und zum anderen durch Mehrfachstreuungen innerhalb des Kristalls die Zeitmessung ungenau wird.

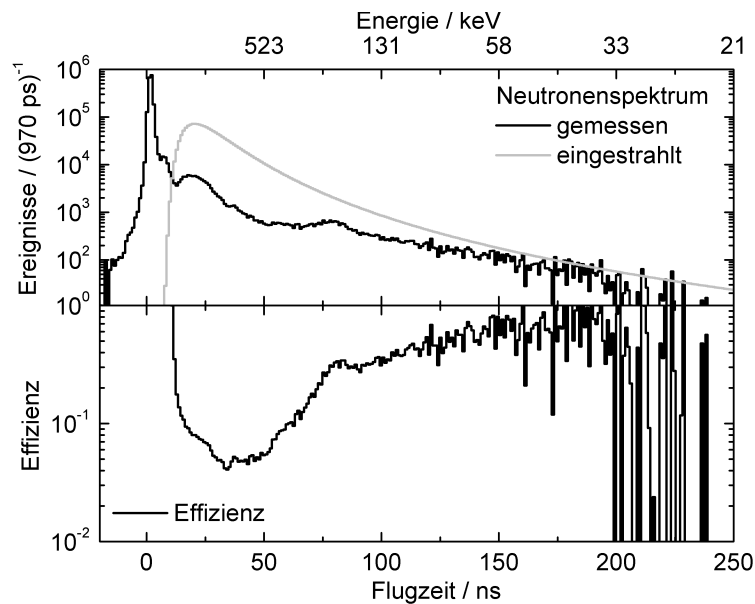


Abbildung 4.39: Gemessenes und eingestrahltes Neutronenspektrum und die sich daraus ergebende Effizienz des BaF_2 -Detektors

Beim LBO-Detektor ist aus Abbildung 4.40 ersichtlich, dass dieser für die Detektion von Neutronen ungeeignet ist. Auch wenn die gemessene Effizienz scheinbar anzusteigen scheint, zeigt ein Blick auf das Flugzeitspektrum, dass dies durch den aufgrund der schlechten Statistik unzureichend korrigierten Untergrund zurückzuführen ist. Nur in einem kurzen Zeitbereich innerhalb der ers-

ten 20 ns registriert der Detektor ein paar wenige echte Ereignisse, die auf eine Effizienz von weniger als ein 0,1 % schließen lassen. Wie erwartet, reicht es offensichtlich nicht aus, einen Kristall als Detektor zu verwenden, der aus möglichst vielen neutronensensitiven Kernen aufgebaut ist. Es muss ein effizienter Szintillationsmechanismus vorhanden sein, was in dem vorliegenden undotierten LBO-Kristallen nicht der Fall ist. Es ist zudem auch denkbar, dass die wenigen registrierten Ereignisse nicht auf die auf Seite 5 diskutierten Nachweisreaktionen zurückzuführen sind, sondern durch andere Effekte, wie die Erzeugung von Cherenkov Licht, verursacht wurden.

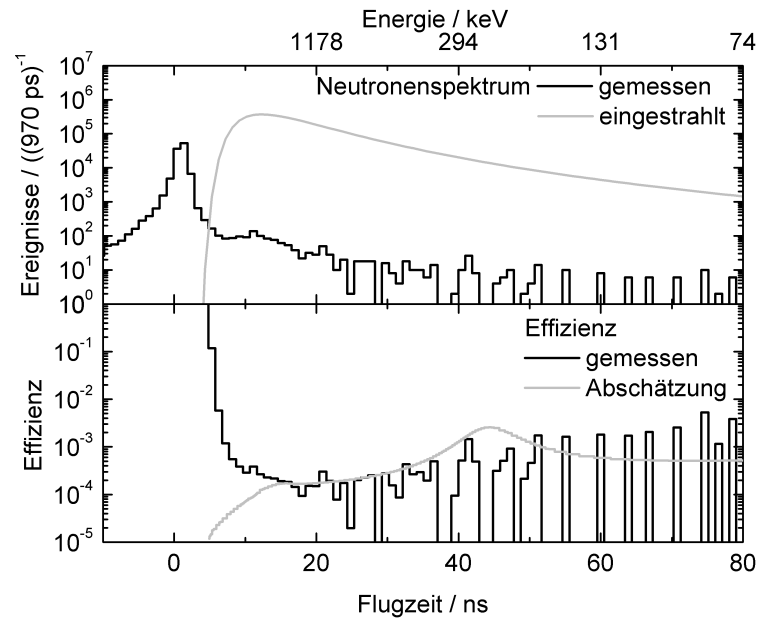


Abbildung 4.40: Gemessenes und eingestrahktes Neutronenspektrum und die sich daraus ergebende Effizienz des LBO-Detektors

Tabelle 4.5: Eigenschaften des BaF₂- und des LBO-Detektors

Detektor	Zeitaufösung	Effizienz bei 50 keV
BaF ₂	1,635±0,003 ns	ca. 60%
LBO	1,052±0,009 ns	< 0,1%

Kapitel 5

Messung der Photodissoziation des Deuterons

Mit den entwickelten Detektoren soll der Wirkungsquerschnitt der Photodissoziation des Deuterons exakt vermessen werden. Um die Funktionsweise unter realistischen Bedingungen zu testen, wurden an zwei Tagen Messungen eben dieser Reaktion an ELBE durchgeführt. Dazu wurden jeweils zirka 6 Stunden lang ein Target von 5 g deuteriertem Polyethylen¹, bei dem 98% des Wasserstoffs durch Deuterium ersetzt wurde, und danach ein Target von 5 g normalem Polyethylen mit Bremsstrahlung beschossen.

Gleichzeitig wurde ein Target von ebenfalls 5 g ^{11}B bestrahlt, um den Photonenfluss zu bestimmen. Dazu wird ein Photonendetektor aus hochreinem Germanium (HPGe) benutzt. Dieser misst die an dem Bor-Target gestreuten Photonen. Aus dem bekannten Streuquerschnitt kann dann auf das Bremsstrahlungsspektrum zurück geschlossen werden. Der HPGe-Detektor blickte unter einem Winkel von 127° zum Photonenstrahl auf die Targets. Die Anordnung der Neutronendetektoren, die im rechten Winkel zum Photonenstrahl standen, erfolgte analog zu Abbildung 4.4 und ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Dort ist auch das Target gezeigt.

Die Messung war auch ein Test für den Beschleuniger, da die Elektronenenergie von 5,5 MeV und die Mikropulsfrequenz von einem Achtel der sonst verwendeten 13 MHz weit unterhalb der gewohnten Einstellungen lagen. Die starke Untersetzung der Pulsfrequenz ist nötig, um einen Überlapp in den Flugzeitspektren zu verhindern. Es muss gewährleistet sein, dass auch die langsamsten Neutronen den Detektor erreicht haben, bevor die Photonen des nächsten Pulses ankommen. Die niedrige Energie wurde gewählt, um unter der Neutronenseparationsenergie aller sich sonst noch in der Experimentierhalle (Cave) befindlichen Stoffe, wie Blei oder Aluminium, zu bleiben, und so den Neutronenuntergrund zu minimieren.

¹Trace Sciences International Corp.

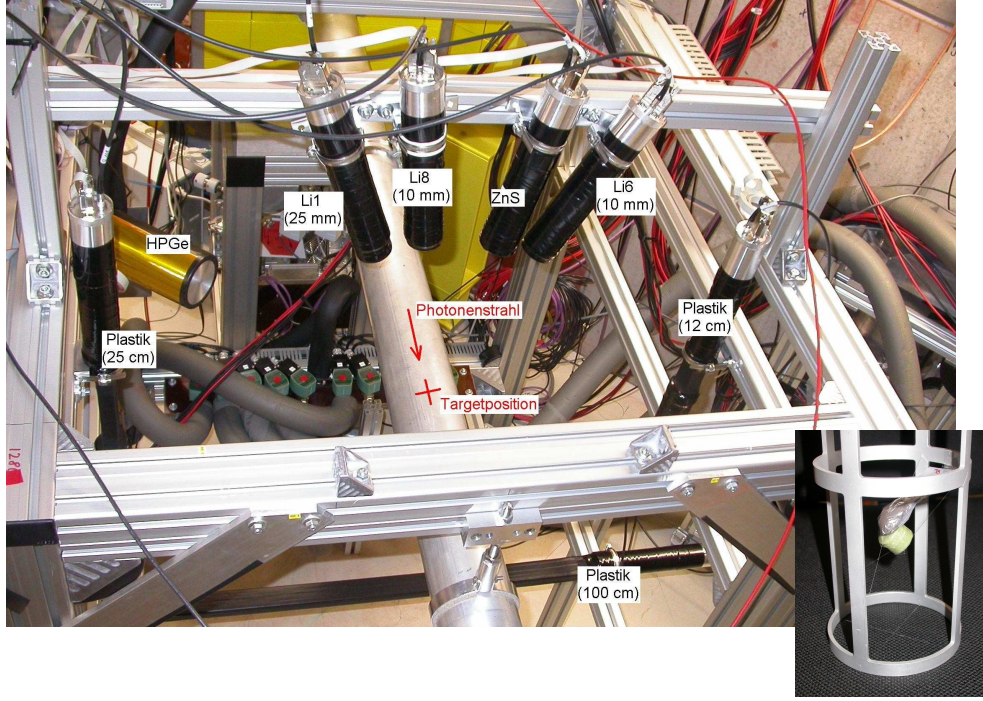


Abbildung 5.1: Zur Messung der Photodissoziation des Deuterons: groß: Messaufbau im Cave am ELBE-Beschleuniger, klein: $^{11}\text{B} + \text{CD}_2$ -Target in der Haltevorrichtung (braun: ^{11}B , grünlich: CD_2)

5.1 Der Photonenfluss

Zuerst soll der Photonenfluss bestimmt werden. Dazu betrachten wir die in Abbildung 5.2 dargestellten Spektren, die der HPGe-Detektor bei beiden Messungen (CD_2 und CH_2) aufgenommen hat.

Zu sehen sind hauptsächlich Untergrundlinien, zum Beispiel von ^{40}K oder Linien aus den natürlichen Zerfallsreihen. Mit diesen wurde die Energieeichung durchgeführt. Zu erkennen sind aber auch die am ^{11}B gestreuten Photonen. Aus dem Inhalt der ^{11}B -Linie bei 2125 keV kann man auf den Photonenfluss zurück schließen. Dieser ergibt sich aus

$$\Phi_\gamma = \frac{d\dot{N}_\gamma}{dE} = \frac{A_{Peak}}{\varepsilon \cdot T_{live} \cdot I_S \cdot N_{^{11}\text{B}} \cdot W} \quad (5.1)$$

Dabei ist A_{Peak} die angepasste Fläche der ^{11}B -Linie, ε die Effizienz des HPGe-Detektors bei der entsprechenden Energie, die mit Hilfe einer Monte Carlo Simulation berechnet wurde [49], T_{live} die jeweilige totzeitkorrigierte Messzeit, I_S der integrierte Wirkungsquerschnitt für die Emission der betrachteten Linie, $N_{^{11}\text{B}}$ die Zahl der ^{11}B -Kerne im Target und W die Winkelkorrelationsfunktion. Mit

$$A_{Peak, \text{CD}_2} = 429 \pm 48$$

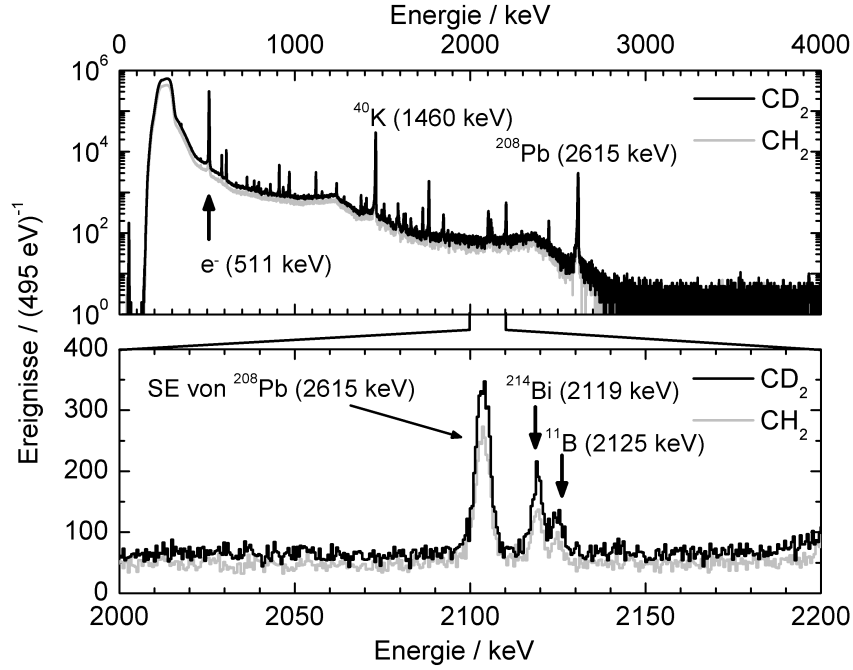


Abbildung 5.2: Bei den Messungen zur Photodissoziation des Deuterons mit dem Germanium-Detektor aufgenommene Photonenspektren

$$\begin{aligned}
 A_{Peak,CH_2} &= 265 \pm 37 \\
 T_{live,CD_2} &= 40947 \text{ s} \\
 T_{live,CH_2} &= 30379 \text{ s} \\
 \epsilon &= (4,37 \pm 0,02) \cdot 10^{-4} \\
 I_S &= 52,4 \pm 3 \text{ barn} \cdot \text{eV} \\
 N_{11B} &= 2,61 \cdot 10^{23} \\
 W &= 1
 \end{aligned}$$

ergibt sich der Photonenfluss bei der jeweiligen Messung zu:

$$\begin{aligned}
 \Phi_{\gamma,CD_2} &= 1,75 \pm 0,22 \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1} \\
 \Phi_{\gamma,CH_2} &= 1,46 \pm 0,22 \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

Die Werte liegen etwa eine Größenordnung unter dem für den Bremsstrahlungsmessplatz typischen Bereich, was durch die große Untersetzung des Pulsfrequenz des Beschleunigers und dem damit kleineren Strahlstrom (zirka $80 \mu\text{A}$) erklärt werden kann. Man erkennt schon jetzt, dass die relativ großen Unsicherheiten später bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes stark ins Gewicht fallen werden.

Um das eingestrahlte Photonenspektrum zu berechnen, wird die Formel von Schiff für den differentiellen Bremsstrahlungsquerschnitt [50] benutzt. Diese wird normieren mit einem entsprechenden konstanten Faktor auf den in Gleichung (5.2) für CD_2 angegebenen Wert bei $E_\gamma = 2125 \text{ keV}$ normiert. Das sich daraus ergebende Spektrum ist in Abbildung 5.3 dargestellt.

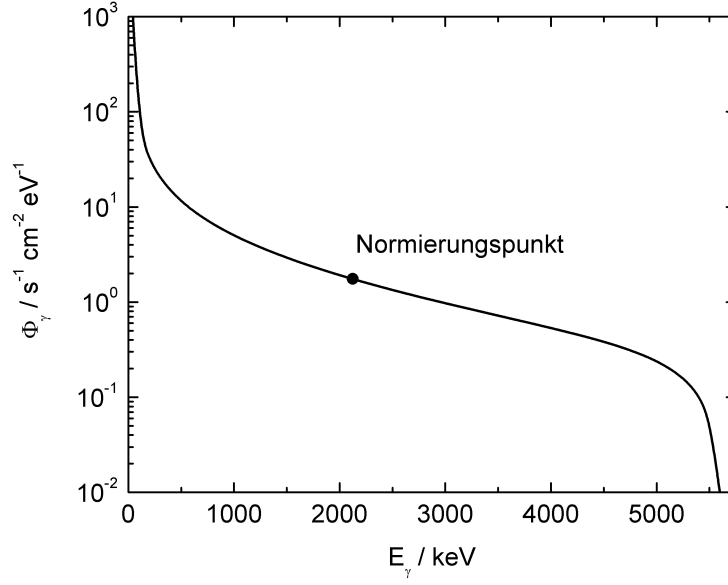


Abbildung 5.3: Bei der Messungen zur Photodissoziation des Deuterons eingestrahktes Photonenspektrum nach Schiff [50] normiert an der ^{11}B -Messung

5.2 Die Flugzeitspektren

Mit den in Gleichung (5.2) bestimmten Photonenflüssen wurden die aus der Messungen mit CH_2 erhaltenen Histogramme $\frac{dN_{\text{CH}_2}}{dt}$ folgendermaßen normiert, um diese mit der CD_2 -Messung vergleichen zu können:

$$\frac{dN_{\text{CH}_2, \text{norm}}}{dt} = \frac{dN_{\text{CH}_2}}{dt} \cdot \frac{T_{\text{live}, \text{CD}_2}}{T_{\text{live}, \text{CH}_2}} \cdot \frac{\Phi_{\gamma, \text{CD}_2}}{\Phi_{\gamma, \text{CH}_2}}$$

Für alle Detektoren sind die aufgenommenen und normierten Histogramme in Abbildung 5.4 dargestellt. Der Li-Glas-Detektor Li6 war zur Zeit der Messung noch nicht optimal eingestellt, weshalb er kaum Neutronen registriert hat. Bei allen anderen Detektoren ist wieder deutlich der γ -Peak zu sehen. Diesem folgt eine mehr oder weniger breite Verteilung von gestreuten Photonen. Der Peak bei zirka 10 ns, der bei allen Detektoren ungefähr an der gleichen Stelle liegt, kommt zum Beispiel durch due Streuung am Photonen-Beam-Dump zustande, der sich zirka 1,5 m strahlabwärts befindet (vgl. Abb. 2.5).

5.3 Die Effizienz zur Zeit der Messung

Aus dem Spektrum, das mit dem 100 cm langen Plastik-Detektor aufgenommen wurde, soll der differentielle Wirkungsquerschnitt der Photodissoziation des Deuterons unter 90° bestimmt werden. Da zum Zeitpunkt dieser Messungen die Detektoruntersuchungen bezüglich Effizienz und Zeitauflösung noch nicht abgeschlossen waren, der Detektor also leider noch nicht optimal eingestellt war, muss die Effizienz während dieser Messungen noch einmal bestimmt wer-

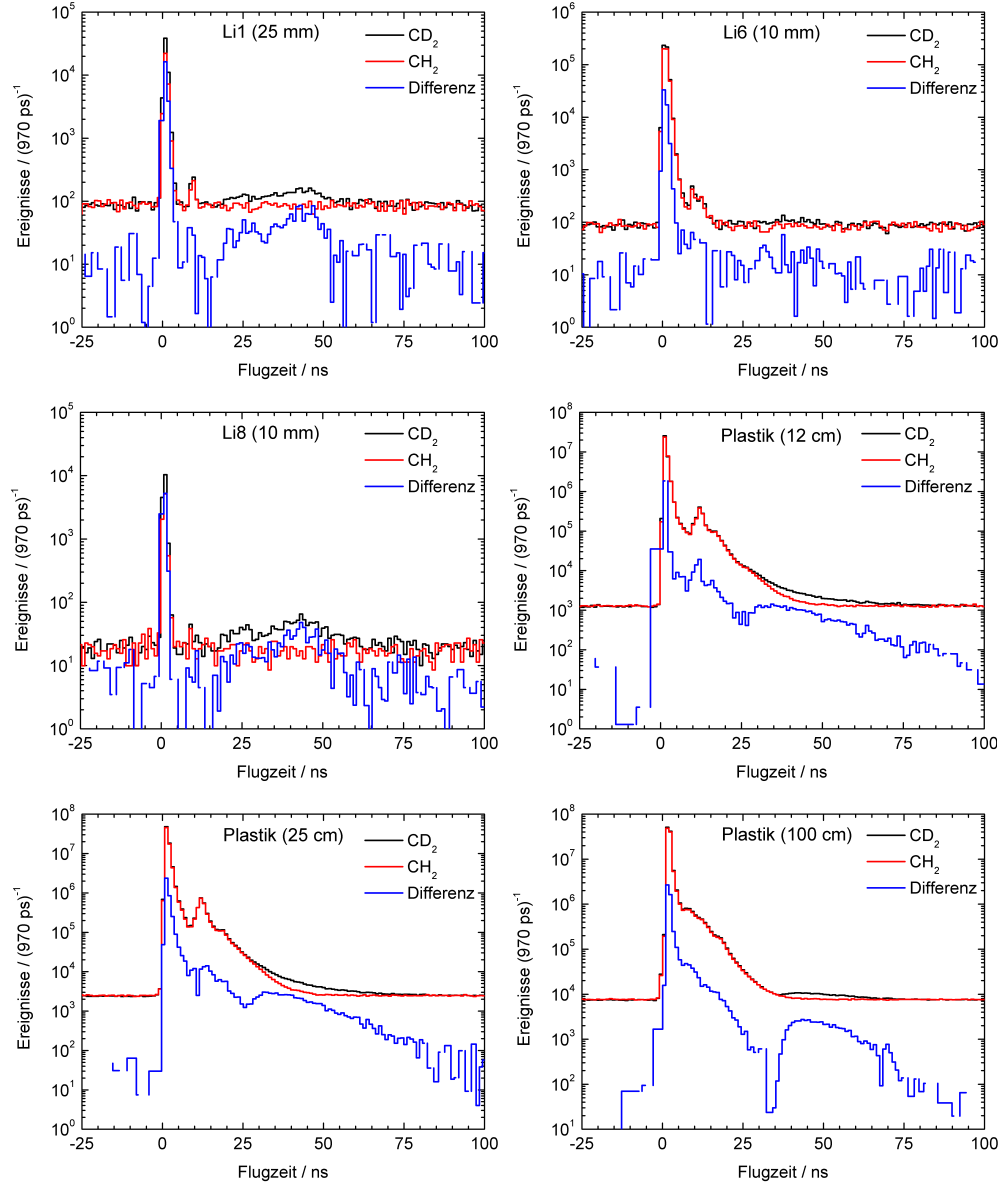


Abbildung 5.4: Bei den $d(\gamma,n)p$ -Messungen aufgenommene Flugzeitspektren der Neutronen-Detektoren

den. Dazu wird eine Quellen-Messung mit ^{252}Cf benutzt, die kurz vor der CD_2 -Messung in situ durchgeführt wurde.

Betrachtet man die QDC-Spektren in Abbildung 5.5, so sieht man deutliche Unterschiede zu den Graphen in Abbildung 4.20 (die zwar dort für den 12 cm langen Detektor dargestellt sind, aber beim 100 cm Detektor sehr ähnlich aussehen). Offensichtlich registrierte der Detektor in dem damaligen Zustand (Abb. 5.5) weniger niederenergetische Ereignisse. Dies wurde zum einen dadurch verursacht, dass die Photovervielfacher mit einer etwas niedrigeren Hochspannung betrieben wurden und so der Ein-Elektronen-Peak unter die CFD-Schwelle ge-

fallen ist. Zum anderen wurden die Detektorsignale stark durch die wesentlich längeren Kabel zwischen den Detektoren, die sich im Cave befinden, und der Messelektronik, im Nebenraum, abgeschwächt.

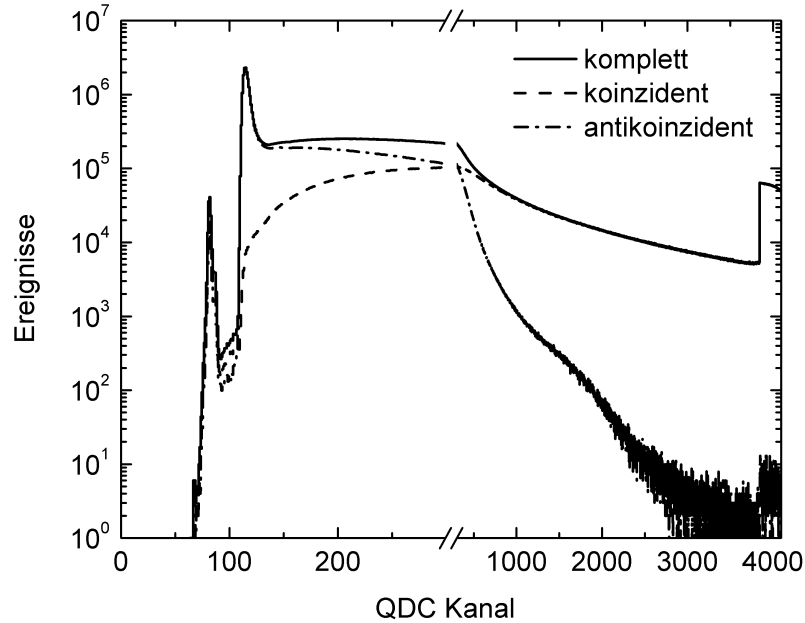


Abbildung 5.5: QDC-Spektrum des 100 cm langen Plastik-Detektors bei einer höheren Nachweisschwelle im Vergleich zu Abbildung 4.20

Diese Unterschiede erkennt man auch im Flugzeitspektrum der Quelle und der sich daraus ergebenden Effizienz, in den Abbildung 5.6 und 5.7, im Vergleich mit den Abbildungen 4.33 und 4.34. Man sieht deutlich, dass der Detektor durch die höhere Schwelle schon bei 400 keV einen Großteil seiner Effizienz eingebüßt hat.

Um später die Ungenauigkeit des gemessenen Wirkungsquerschnittes exakt zu bestimmen, wird eine Fehlerbetrachtung durchgeführt. Die Rechnungen hierzu sind im Anhang D zu finden.

Zur Unsicherheit der Effizienzbestimmung liefern zum einen der Abstand des Detektors, der sowohl in den Raumwinkel als auch in die Berechnung der Neutronenenergie eingeht, und zum anderen die Effizienz des BaF₂-Detektors die größten Beiträge. Zu den in Abbildung 5.7 dargestellten Fehlerbalken der Effizienz kommt noch ein systematischer Fehler von 4,4% aus der Normierung des eingestrahlten ²⁵²Cf-Spektrums hinzu. Die Fehler der Normierungsfaktoren werden der Übersichtlichkeit wegen bei allen Graphen nicht eingezeichnet.

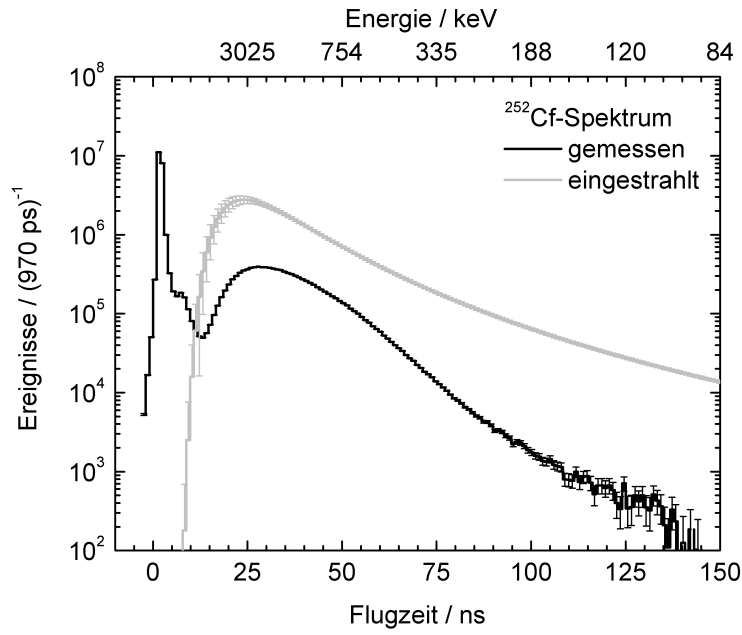


Abbildung 5.6: Flugzeit-Spektrum der ^{252}Cf -Quelle aufgenommen mit dem 100 cm langen Plastik-Detektor, wie er bei der $d(\gamma,n)p$ -Messung verwendet wurde

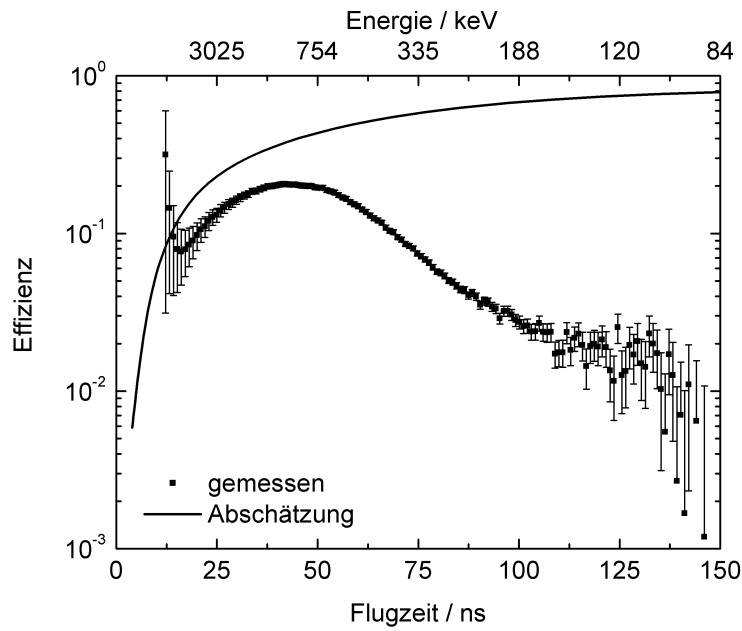


Abbildung 5.7: Effizienz des 100 cm langen Plastik-Detektors, wie er bei der $d(\gamma,n)p$ -Messung verwendet wurde

5.4 Die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ergibt sich aus folgender Beziehung:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(t) = \frac{\frac{dN_n}{dt}(t)}{\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}(E_\gamma(t)) \cdot \frac{dE_\gamma}{dt}(t) \cdot N_D \cdot \varepsilon(t) \cdot \Omega} \quad (5.3)$$

Dabei ist t die Flugzeit, $\frac{dN_n}{dt}(t)$ das aufgenommene Neutronenflugzeitspektrum, $\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}(E_\gamma)$ das normierte Bremsstrahlspektrum nach Schiff, N_D die Zahl der Deuteriumkerne im Target, $\varepsilon(t)$ die Effizienz und Ω der Raumwinkel des Detektors (siehe Anhang C.1). Der Faktor $\frac{dE_\gamma}{dt}(t)$ dient der Umrechnung des energiedifferentiellen Bremsstrahlspektrums auf die Flugzeitskala. Er folgt aus:

$$E_n = m_n c^2 \cdot \left(\sqrt{1 - \left(\frac{s}{ct}\right)^2} - 1 \right) \quad (5.4)$$

$$E_\gamma = 2 \cdot E_n + B \quad (5.5)$$

$$\Rightarrow \frac{dE_\gamma}{dt}(t) = 2 \cdot \frac{m_n c^2 \cdot \frac{s^2}{c^2 t^3}}{\sqrt{\left(1 - \left(\frac{s}{ct}\right)^2\right)^3}} \quad (5.6)$$

Dabei ergibt sich Gleichung 5.5 aus der Näherung, dass Proton und Neutron ungefähr die gleiche Masse besitzen und somit beim Aufbruch des Deuterons jeweils die Hälfte der kinetischen Energie aufnehmen.

Das Neutronenspektrum erhält man aus der Differenz der beiden aufgenommenen Spektren:

$$\frac{dN_n}{dt}(t) = \frac{dN_{CD_2}}{dt} - \frac{dN_{CH_2,norm}}{dt} \quad (5.7)$$

Es ist in Abbildung 5.8 zusammen mit dem eingestrahnten Photonenfluss dargestellt, der mit Hilfe der Gleichung 5.5 auf eine Neutronenenergieskala umgerechnet wurde. Dieses stellt das Neutronenspektrum dar, das man messen würde, wenn jedes eingestrahlte Photon ein Neutron erzeugen würde und jedes dieser Neutronen nachgewiesen werden könnte. Bei den Fehlerbalken des Neutronenspektrums wurde die Unsicherheit des Normierungsfaktors zur Anpassung der CH_2 -Messung an die CD_2 -Messung von 19,6 % weggelassen, beim Photonenfluss die Ungenauigkeit des Faktors zur Normierung an der ^{11}B -Messung von 13,0 %.

Damit erhält man schließlich den in Abbildung 5.9 dargestellten Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes, der unter Verwendung von Gleichung (5.4) auf die Schwerpunktsenergie $E_{cm} = 2 \cdot E_n$ umgerechnet wurde. Man sieht, dass es relativ starke systematische Abweichungen zwischen Messung und Theorie gibt, die aber innerhalb der ziemlich großen Ungenauigkeiten kaum interpretiert werden können. Man beachte, dass wie erwähnt die Ungenauigkeiten der Normierungsfaktoren bei der Darstellung vernachlässigt wurden.

Der Abfall des Graphen bei ca. 3 MeV wird dadurch verursacht, dass hier das durch die Energie des Elektronenstrahls von 5,5 MeV bestimmte Ende des Bremsstrahlspektrums erreicht ist. Die Ursache für die fehlenden Messpunkte

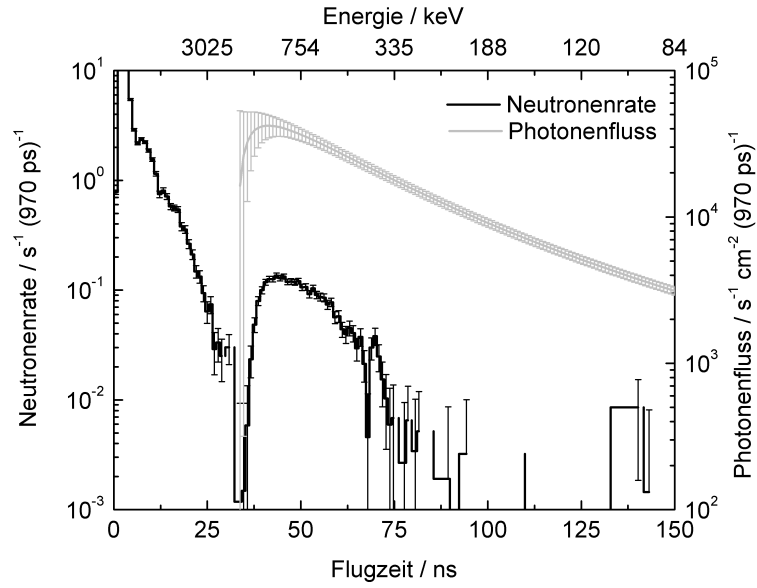


Abbildung 5.8: Aufgenommenes Neutronen-Flugzeit-Spektrum und eingestrahelter Photonenfluss bei der $d(\gamma,n)p$ -Messung

im niederenergetischen Bereich ist allein auf die reduzierte Effizienz und damit auf die zu hoch eingestellte Schwelle zurück zu führen. Nach den Betrachtungen in Abschnitt 4.3 sollte es aber möglich sein, mit einem optimal eingestellten Plastik-Detektor die Messung von kleineren Neutronenenergien (bis mindestens 50 keV) durchzuführen.

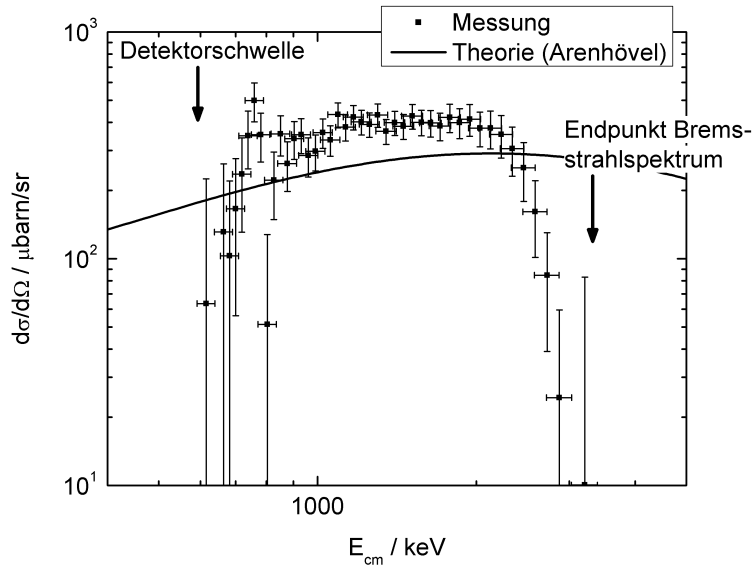


Abbildung 5.9: Gemessener Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Photodissoziation des Deuterons im Vergleich mit der theoretischen Vorhersage von Arenhövel [12]

5.5 Fehlerbetrachtung

Zu den in Abbildung 5.9 dargestellten Ungenauigkeiten des Wirkungsquerschnittes kommen noch die Unsicherheiten der Normierungsfaktoren:

- aus der Bestimmung der Effizienz des Neutronendetektors: 4,4 %
- aus der Normierung der CH₂-Messung: 19,7 %
- aus der Normierung des Bremsstrahlspektrums: 13,2 %

Die Ungenauigkeit aus der Bestimmung der Effizienz könnten durch eine genauere Methode zur Feststellung des Spaltzeitpunktes, zum Beispiel unter Verwendung einer Spaltkammer, wie in [46] beschrieben, weiter reduziert werden. Dadurch könnte man die relativ schwierig zu messende Effizienz des BaF₂-Detektors, die wahrscheinlich auch die systematische Verschiebung der Messung gegenüber der Theorie verursacht, als Fehlerquelle ausschließen. Die zweite Quelle großer Ungenauigkeit in diesem Testexperiment ist die Bestimmung des Photonenflusses, die zum einen bei der Normierung der CH₂-Messung eine Unsicherheit von fast 20 % verursacht, die nach der Subtraktion der beiden Messungen voneinander zu einer Ungenauigkeit von über 100 % führt. Zum zweiten geht der Photonenfluss direkt in die Normierung des Bremsstrahlspektrums ein und trägt hier eine Ungenauigkeit von 13 % bei. Dabei liefert die ungenau bekannte Endpunktsenergie einen zusätzlichen, nicht vernachlässigbaren Beitrag von zirka 10 %. Sodass die Gesamtunsicherheit des gemessenen Wirkungsquerschnitts im Bereich von zirka 100 % liegt.

Die Verhältnisse der einzelnen Beiträge werden am anschaulichsten in der Beispielrechnung im Anhang D widergegeben.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein leistungsfähiger Messaufbau zur korrelierten Aufnahme von Energie- und Zeit-Informationen von bis zu 10 Detektoren aufgebaut, der prinzipiell noch erweitert werden kann. Ein problemangepasstes Echtzeitdatenaufnahmeprogramm, das sowohl robust gegen Fehler als auch effizient bei der Filterung und Weiterleitung des Datenstroms ist, wurde auf Basis von MBS erstellt.

Verschiedene Typen von Neutronendetektoren wurden untersucht: Plastik-, Li-Glas- und ZnS-Szintillatoren. Desweiteren wurden LBO- und BaF₂-Detektoren auf ihre Eignung zum Neutronennachweis getestet. Für jeden Detektortyp wurde ein individuelles Analyseprogramm auf Basis von LEA geschaffen, um die spezifischen Eigenschaften der verschiedenen Detektormaterialien optimal nutzen zu können. Die Flugzeitauflösung und die Effizienz der Detektoren wurde mit Hilfe einer ²⁵²Cf-Neutronenquelle gemessen. Die Ergebnisse sind für alle Detektoren in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Dabei wurde festgestellt, dass sich für die geplante Messung der Photodissoziation des Deuterons in einem Neutronenenergiebereich zwischen einigen 10 keV und wenigen MeV die Plastik-Szintillatoren am besten eignen. Sie bieten eine gute Zeitauflösung von zirka 1 ns (FWHM) sowie eine hohe Effizienz (> 50 % bis hinab zu 20 keV) und können zudem großflächig hergestellt werden, um einen möglichst großen Raumwinkelbereich abzudecken.

Die hohe Effizienz der Plastik-Detektoren wurde durch die beidseitige Auslese der Szintillatoren und den Betrieb der Photoervielfacher mit sehr hoher Verstärkung. Dies ermöglicht eine Detektionsschwelle im Bereich des Ein-Elektronen-Peaks der Photoervielfacher und somit die Detektion von Neutronen bis in einen Energiebereich von wenigen keV [47].

Eine Testmessung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Photodissoziation des Deuterons wurde am ELBE-Beschleuniger durchgeführt. Es hat sich gezeigt, dass das Datenaufnahmesystem unter realen Bedingungen einwandfrei funktioniert. Der gemessene Verlauf des Wirkungsquerschnitts liegt in der erwarteten Größenordnung, weist aber noch große systematische Ungenauigkeiten auf. Für die spätere exakte Messung wurden die größten Fehlerquellen

Tabelle 6.1: Eigenschaften der untersuchten Neutronendetektoren

Detektor	Zeitauflösung (FWHM)	Effizienz bei $E_n = 50$ keV
Li1 (25 mm)	$1,009 \pm 0,005$ ns	ca. 5 %
Li6 (10 mm)	$1,051 \pm 0,006$ ns	ca. 2 %
Li8 (10 mm)	$0,974 \pm 0,006$ ns	ca. 2 %
P1 (12 cm)	$1,188 \pm 0,003$ ns	ca. 90 %
P2 (25 cm)	$1,102 \pm 0,003$ ns	ca. 90 %
P3 (100 cm)	$0,994 \pm 0,003$ ns	ca. 90 %
ZnS	$2,4 \pm 0,3$ ns	ca. 0,6 %
BaF ₂	$1,635 \pm 0,003$ ns	ca. 60 %
LBO	$1,052 \pm 0,009$ ns	< 0,1 %

in der Bestimmung der Effizienz der Detektoren sowie des absoluten Photonenflusses identifiziert.

Um die Fehlerquellen auszuschalten, sind verschiedene Vorhaben in Planung. Die Effizienz der Detektoren soll in Zusammenarbeit mit der PTB Braunschweig exakt vermessen werden. Dort soll unter Verwendung von quasi monochromatischen Neutronenstrahlen, die durch (p,n)-Reaktionen erzeugt werden, die Antwortfunktion der Detektoren bestimmt werden und so der Einfluss der Dicke und von Mehrfachstreuung untersucht werden. Mit Hilfe einer ²⁵²Cf-Quelle, bei der der Zeitpunkt der Spaltung nicht wie bisher mit einem BaF₂-Detektor sondern durch Detektion der Spaltprodukte mit einer Spaltkammer bestimmt wird, soll der Effizienzverlauf energieabhängig bestimmt werden. Diese Neutronenquelle besitzt eine höhere und weitaus besser bestimmte Spalt-nachweiseffizienz als der verwendete BaF₂-Detektor.

Als zweites muss die Bestimmung des Photonenflusses verbessert werden. Zum einen soll durch neue Analysemethoden die Elektronenenergie und damit die Endpunktsenergie des Bremsstrahlspektrums genauer bestimmt werden und zum anderen könnte durch die Verwendung zusätzlicher oder anderer Isotope als ¹¹B die Absolutnormierung des Spektrums genauer durchgeführt werden. Eine räumliche Trennung von NRF- und Deuterium-Target ist eine weitere Möglichkeit. Dies würde es ermöglichen den HPGe-Detektor näher an das Target zu bringen, ohne den Untergrund in den Neutronendetektoren durch Streuung zu erhöhen. Desweiteren könnten auch mehrere HPGe-Detektoren benutzt werden, um die Statistik in den Photonenlinien zu verbessern.

Anhang A

Verwendete Elektronik

Tabelle A.1: Verwendete Elektronik

Modul	Bezeichnung
CFD	Heidel CFT5386 ¹
	Phillips Mod 6915
Delay	90 m 50 Ω Koaxialkabel RG223
Logic Or	CAEN mod N113 12-fold-OR
ECL/NIM Konverter	Phillips Mod 726 Level Translator
	CEAN mod V538A 8ch ECL \leftrightarrow NIM/NIM \leftrightarrow ECL
Gate & Delay Generator	EG&G-ESN GG8000 Octal Gate Generator
Logic FAN IN FAN OUT	LeCroy Mod 429A
FAN OUT	CAEN mod N105 Dual FAN Out 1x16
Scaler	GSi SC8000 Octal Scaler/Timer
TDC	CAEN mod V1190A 128ch 100ps Multihit TDC
QDC	CAEN mod V792 32ch QDC
Logic Unit	CAEN mod V512 8ch 4Fold PLU
I/O-Register	CAEN mod V513 16ch I/O-Register
Pulser	BNC Mod BL-2 Puls-Generator
Attenuator	CAEN mod N110 Dual Attenuator 0÷24,5 db
Time Calibrator	EG&G Ortec Mod 462 Time Calibrator
Oszilloskop	LeCroy Wave Runner 6100
RIO3	CES RIO3 8064

¹Es handelt sich hierbei um eine Eigenentwicklung der Abteilung Kernphysik [31].

Anhang B

Impuls-Splitting

Um einen elektrischen Impuls analog aufzuteilen, gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten. Die erste ist eine Sternschaltung, Abb. B.1 links, die zweite eine Dreieckschaltung, Abb. B.1 rechts.

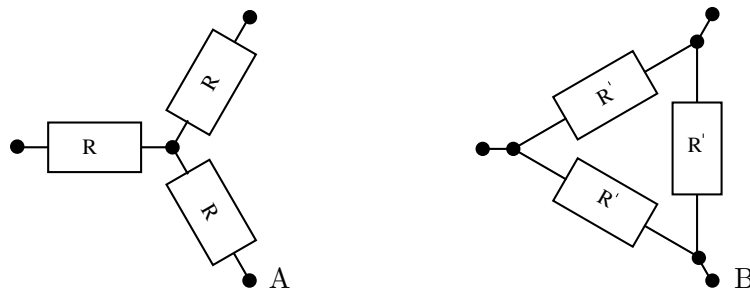


Abbildung B.1: Möglichkeiten zum impedanzangepassten Splitten elektrischer Impulse

B.1 Sternschaltung

Um Impedanzanpassung zu erreichen, muss der Gesamtwiderstand R_{ges} der Schaltung, wenn man zwei Anschlüsse mit $50\ \Omega$ gegen Masse abschließt, ebenfalls $50\ \Omega$ ergeben (vgl. Abb. B.2).

R_{ges} ergibt sich zu:

$$R_{ges} = R + \frac{1}{\frac{1}{R+50\ \Omega} + \frac{1}{R+50\ \Omega}} = \frac{3R + 50\ \Omega}{2}$$

setzt man dies gleich $50\ \Omega$, so erhält man:

$$R_{ges} \stackrel{!}{=} 50\ \Omega = \frac{3R + 50\ \Omega}{2} \Rightarrow R = \frac{1}{3} \cdot 50\ \Omega = \underline{\underline{16\frac{2}{3}\ \Omega}}$$

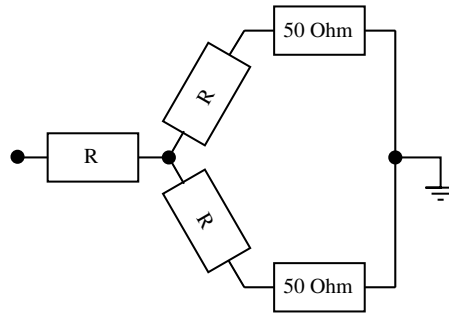


Abbildung B.2: Zur Berechnung der Sternschaltung

B.2 Dreieckschaltung

Jetzt soll die Sternschaltung in eine Dreieckschaltung umgerechnet werden. D.h. zwischen je zwei Anschlüssen der Schaltung B soll der gleiche Durchgangswiderstand messbar sein, wie zwischen zwei Anschlüssen der Schaltung A.

Für die Dreieckschaltung ist dies:

$$R_{ges}^{\Delta} = \frac{1}{\frac{1}{R'} + \frac{1}{2 \cdot R'}} = \frac{2}{3} \cdot R'$$

Für die Sternschaltung:

$$R_{ges}^* = 2 \cdot R$$

Damit ergibt sich aus $R_{ges}^{\Delta} \stackrel{!}{=} R_{ges}^*$

$$R' = 3 \cdot R = \underline{\underline{50 \, \Omega}}$$

Für Sternschaltung ergibt sich also ein Widerstand von $16\frac{2}{3} \, \Omega$ und für Dreieckschaltung $50 \, \Omega$. Für beide Varianten stehen keine Standard-Bauelemente mit der entsprechenden Präzision zur Verfügung. Zur Auswahl standen $16,5 \, \Omega$ und $49,9 \, \Omega$ mit einer Ungenauigkeit von jeweils 1 % zur Auswahl. Da die Dreieckschaltung etwas kompakter realisiert werden kann, wurde schließlich diese verwendet.

Anhang C

Berechnung von Raumwinkeln

C.1 Raumwinkel einer rechteckigen Fläche

C.1.1 Berechnung

In diesem Abschnitt wird der Raumwinkel einer rechteckigen Fläche, zum Beispiel eines Plastik-Szintillators, der Breite a und der Länge b berechnet, die um c in Richtung der z -Achse verschoben ist (siehe Abb. C.1). In den Abschnitten C.1.2 bis C.1.4 wird eine Grenzfallbetrachtung der Rechnung erfolgen.

Der Raumwinkel Ω einer Fläche S ist definiert als

$$\Omega := \iint_S \frac{\hat{n} \cdot d\vec{a}}{r^2} \quad (\text{C.1})$$

wobei \hat{n} der Einheitsvektor vom Ursprung, $d\vec{a}$ das differentielle Flächenelement und r der Abstand vom Ursprung entlang eines Integrationsweges auf der Fläche ist.

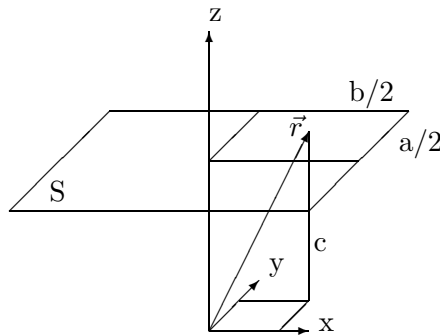


Abbildung C.1: Rechteckige Fläche ($a \times b$) im Abstand c vom Ursprung

In vorliegendem Fall ist $r = \sqrt{x^2 + y^2 + c^2}$,

$$\hat{n} = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} x \\ y \\ c \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad d\vec{a} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ dx \, dy \end{pmatrix} \quad \Rightarrow \quad \hat{n} \cdot d\vec{a} = \frac{c}{r} \, dx \, dy \quad (\text{C.2})$$

und man erhält

$$\Omega = 4 \cdot \int_0^{\frac{a}{2}} \int_0^{\frac{b}{2}} \frac{c \, dy \, dx}{\sqrt{x^2 + y^2 + c^2}^3} \quad (\text{C.3})$$

Mit

$$\int \frac{dy}{\sqrt{y^2 + \rho^2}^3} = \frac{y}{\rho^2 \sqrt{y^2 + \rho^2}} \quad (\text{C.4})$$

(aus [45]) kommt man zu

$$\begin{aligned} \Omega &= 4 \cdot \int_0^{\frac{a}{2}} \left[\frac{cy \, dx}{(x^2 + c^2) \sqrt{x^2 + y^2 + c^2}} \right]_{y=0}^{y=\frac{b}{2}} \\ &= 4 \cdot \int_0^{\frac{a}{2}} \left[\frac{c \cdot \frac{b}{2} - c \cdot 0}{(x^2 + c^2) \sqrt{x^2 + (\frac{b}{2})^2 + c^2}} \right] dx \\ \Omega &= 2 \cdot \int_0^{\frac{a}{2}} \frac{cb \, dx}{(x^2 + c^2) \sqrt{x^2 + (\frac{b}{2})^2 + c^2}} \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

Mit der Substitution $x' := x^2 + c^2$ erhält man

$$\begin{aligned} \Omega &= 2 \cdot \int_{x=0}^{x=\frac{a}{2}} \frac{cb}{x' \sqrt{x' + (\frac{b}{2})^2}} \frac{dx'}{2\sqrt{x' - c^2}} \\ \Omega &= 2 \frac{cb}{2} \cdot \int_{x=0}^{x=\frac{a}{2}} \frac{dx'}{x' \sqrt{x'^2 + \left((\frac{b}{2})^2 - c^2\right) x' - (\frac{bc}{2})^2}} \end{aligned} \quad (\text{C.6})$$

Nach [45] ist

$$\begin{aligned} \int \frac{1}{x' \sqrt{\alpha x'^2 + \beta x' + \gamma}} dx' &= \frac{1}{\sqrt{-\gamma}} \arcsin \left(\frac{\beta x' + 2\gamma}{x' \sqrt{-\Delta}} \right) \\ \text{für } \gamma < 0 \text{ und } \Delta &:= 4\alpha\gamma - \beta^2 < 0 \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$

und man erhält mit $\alpha = 1$, $\beta = (\frac{b}{2})^2 - c^2$ und $\gamma = -(\frac{bc}{2})^2$ und damit $\Delta = -\left((\frac{b}{2})^2 + c^2\right)^2$

$$\begin{aligned} \Omega &= 2 \frac{cb}{2} \cdot \left[\frac{1}{\frac{bc}{2}} \cdot \arcsin \left(\frac{\left((\frac{b}{2})^2 - c^2\right) x' - 2(\frac{bc}{2})^2}{x' \left((\frac{b}{2})^2 + c^2\right)} \right) \right]_{x=0}^{x=\frac{a}{2}} \\ &= 2 \cdot \left[\arcsin \left(\frac{\left((\frac{b}{2})^2 - c^2\right) (x^2 + c^2) - 2(\frac{bc}{2})^2}{(x^2 + c^2) \left((\frac{b}{2})^2 + c^2\right)} \right) \right]_0^{\frac{a}{2}} \\ &= 2 \cdot \left[\arcsin \left(\frac{(\frac{b}{2})^2 x^2 - c^2 \left((\frac{b}{2})^2 + x^2 + c^2\right)}{(x^2 + c^2) \left((\frac{b}{2})^2 + c^2\right)} \right) \right]_0^{\frac{a}{2}} \\ &= 2 \cdot \left\{ \arcsin \left(\frac{(\frac{b}{2})^2 (\frac{a}{2})^2 - c^2 \left((\frac{b}{2})^2 + (\frac{a}{2})^2 + c^2\right)}{\left((\frac{a}{2})^2 + c^2\right) \left((\frac{b}{2})^2 + c^2\right)} \right) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \underbrace{- \arcsin \left(\frac{-c^2 \left(\left(\frac{b}{2} \right)^2 + c^2 \right)}{c^2 \left(\left(\frac{b}{2} \right)^2 + c^2 \right)} \right)}_{-\frac{\pi}{2}} \Bigg\} \\
\Rightarrow & \boxed{\Omega = 2 \cdot \arcsin \left(\frac{\left(\frac{b}{2} \right)^2 \left(\frac{a}{2} \right)^2 - c^2 \left(\left(\frac{b}{2} \right)^2 + \left(\frac{a}{2} \right)^2 + c^2 \right)}{\left(\left(\frac{a}{2} \right)^2 + c^2 \right) \left(\left(\frac{b}{2} \right)^2 + c^2 \right)} \right) + \pi} \quad (C.8)
\end{aligned}$$

C.1.2 Test 1: Würfelfläche

Für eine Seitenfläche eines Würfels, mit dem Ursprung als Mittelpunkt, d.h. also $\frac{a}{2} = \frac{b}{2} = c$, sollte sich $\Omega = \frac{4\pi}{6}$ ergeben.

Aus Gleichung (C.8) folgt:

$$\Omega = 2 \cdot \arcsin \left(\frac{c^2 c^2 - c^2 (c^2 + c^2 + c^2)}{(c^2 + c^2)(c^2 + c^2)} \right) + \pi = 2 \cdot \underbrace{\arcsin \left(\frac{-2c^4}{4c^4} \right)}_{-\frac{\pi}{6}} + \pi = \underline{\underline{\frac{4\pi}{6}}}$$

C.1.3 Test 2: Kleine Abstände

Für $c \rightarrow 0$ sollte Ω gegen 2π konvergieren.

Aus Gleichung (C.8) folgt:

$$\begin{aligned}
\lim_{c \rightarrow 0} \Omega &= 2 \cdot \arcsin \left(\frac{\left(\frac{b}{2} \right)^2 \left(\frac{a}{2} \right)^2 - 0^2 \left(\left(\frac{b}{2} \right)^2 + \left(\frac{a}{2} \right)^2 + 0^2 \right)}{\left(\left(\frac{a}{2} \right)^2 + 0^2 \right) \left(\left(\frac{b}{2} \right)^2 + 0^2 \right)} \right) + \pi \\
&= 2 \cdot \underbrace{\arcsin \left(\frac{\left(\frac{b}{2} \right)^2 \left(\frac{a}{2} \right)^2}{\left(\frac{a}{2} \right)^2 \left(\frac{b}{2} \right)^2} \right)}_{\frac{\pi}{2}} + \pi = \underline{\underline{2\pi}}
\end{aligned}$$

C.1.4 Test 3: Große Abstände

Für große Abstände c sollte Ω übergehen in $\frac{A}{c^2} = \frac{ab}{c^2}$.

Aus Gleichung (C.5) folgt für große c :

$$\Omega \approx 2 \cdot \int_0^{\frac{a}{2}} \frac{cb \, dx}{\sqrt{x^2 + c^2}}$$

Woraus sich mit Gleichung (C.4) folgendes ergibt:

$$\Omega \approx 2cb \left[\frac{x}{c^2 \sqrt{x^2 + c^2}} \right]_0^{\frac{a}{2}} = \frac{2b}{c} \frac{\frac{a}{2}}{\sqrt{\left(\frac{a}{2} \right)^2 + c^2}} \approx \frac{2b}{c} \frac{\frac{a}{2}}{c} = \underline{\underline{\frac{ab}{c^2}}}$$

C.2 Raumwinkel einer kreisförmigen Fläche

C.2.1 Berechnung

In diesem Abschnitt wird der Raumwinkel einer kreisförmigen Fläche, zum Beispiel eines Li-Glas-Detektors, vom Durchmesser d berechnet, die um c in Richtung der z-Achse verschoben ist (siehe Abb.C.2). Unter C.2.2 und C.2.3 wird eine Grenzfallbetrachtung der Rechnung erfolgen.

In Kugelkoordinaten geschrieben lautet Gleichung (C.1):

$$\Omega := \iint_S \sin \theta \, d\theta \, d\phi \quad (\text{C.9})$$

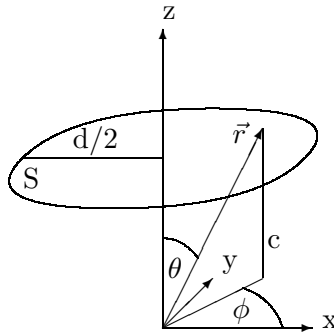


Abbildung C.2: Kreisförmige Fläche vom Durchmesser d im Abstand c vom Ursprung

Dabei läuft ϕ von 0 bis 2π und θ von 0 bis $\arctan \frac{d}{2c}$. Damit folgt:

$$\begin{aligned} \Omega &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\arctan \frac{d}{2c}} \sin \theta \, d\theta \, d\phi \\ &= 2\pi \cdot \int_0^{\arctan \frac{d}{2c}} \sin \theta \, d\theta \\ &= 2\pi \cdot [-\cos \theta]_0^{\arctan \frac{d}{2c}} \\ \Rightarrow \quad \boxed{\Omega &= 2\pi \cdot \left[1 - \cos \left(\arctan \frac{d}{2c} \right) \right]} \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

C.2.2 Test 1: Kleine Abstände

Für $c \rightarrow 0$ sollte Ω gegen 2π konvergieren.

Aus Gleichung (C.10) folgt:

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \arctan x = \frac{\pi}{2} \quad \Rightarrow \quad \lim_{c \rightarrow 0} \Omega = 2\pi \cdot \left[1 - \underbrace{\cos \left(\frac{\pi}{2} \right)}_{=0} \right] = \underline{\underline{2\pi}}$$

C.2.3 Test 2: Große Abstände

Für große Abstände c sollte Ω übergehen in $\frac{A}{c^2} = \pi \left(\frac{d}{2c}\right)^2$.

Aus Gleichung (C.10) folgt für große c :

$$\begin{aligned} \arctan \frac{d}{2c} \approx \frac{d}{2c} &\Rightarrow \Omega \approx 2\pi \cdot \left[1 - \cos\left(\frac{d}{2c}\right)\right] \\ \cos\left(\frac{d}{2c}\right) \approx 1 - \frac{1}{2!} \cdot \left(\frac{d}{2c}\right)^2 &\Rightarrow \Omega \approx 2\pi \cdot \left[1 - 1 + \left(\frac{d}{2c}\right)^2\right] = \underline{\underline{\pi \left(\frac{d}{2c}\right)^2}} \end{aligned}$$

Anhang D

Fehlerrechnung zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes $\sigma(\text{d}(\gamma, \text{n})\text{p})$

Hier soll die Berechnung der Ungenauigkeiten bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes durchgeführt werden. Als Rechenbeispiel und zur Veranschaulichung der Größenordnung ist als Randnotiz der jeweilige Wert aus der in Kapitel 5 beschriebenen Messung bei einer Neutronenenergie von $E_n \approx 500$ keV notiert. Dabei sind bei den Formeln für die Messwerte immer die absoluten Ungenauigkeiten angegeben und bei den Formeln für die Unsicherheiten die relativen Ungenauigkeiten.

D.1 Bestimmung der Effizienz

$\frac{dN}{dch}$ sei das gemessene Histogramm der ^{252}Cf -Quelle in Einheiten von Ereignissen pro Kanal und C_{back} der angepasste konstante Untergrund zufälliger Ereignisse in diesem Spektrum. Dann ist:

$$\frac{dN_{Cf}}{dch} := \frac{dN}{dch} - C_{back} \quad (\text{D.1}) \quad \begin{array}{l} 58919 \pm 283 \\ (10\text{ch})^{-1} \end{array}$$

das untergrundkorrigierte Spektrum mit der Ungenauigkeit von

$$\Delta \frac{dN_{Cf}}{dch} = \sqrt{\left(\Delta \frac{dN}{dch}\right)^2 + (\Delta C_{back})^2} \quad (\text{D.2}) \quad 0,5 \%$$

wobei ΔC_{back} die aus der Anpassung stammende Ungenauigkeit und $\Delta \frac{dN}{dch} = \sqrt{\frac{dN}{dch}}$ ist.

Das eingestrahlte Neutronenspektrum ergibt sich zu:

$$\frac{dN_{Cf,th}}{dch} = \sqrt{E_n} \cdot \exp\left\{-\frac{E_n}{1,565 \text{ MeV}}\right\} \cdot \frac{dE_n}{dt} \cdot F \cdot \frac{bin}{1 \text{ ch}} \cdot \frac{dt}{dch} \quad (\text{D.3}) \quad \begin{array}{l} 394425 \pm 22071 \\ (10\text{ch})^{-1} \end{array}$$

mit

$$5,6 \% \quad \frac{\Delta \frac{dN_{Cf,th}}{dch}}{\frac{dN_{Cf,th}}{dch}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \frac{dE_n}{dt}}{\frac{dE_n}{dt}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta F}{F}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \frac{dt}{dch}}{\frac{dt}{dch}}\right)^2 + \left(\Delta E_n \left(\frac{1}{2E_n} - \frac{1}{1,565}\right)\right)^2} \quad (D.4)$$

dabei ist bin die Binbreite des Histogramms (im betrachteten Fall = 10 ch) und $\frac{dt}{dch}$ die Dispersion des TDCs (Gleichung (3.6)).

F ist der Normierungsfaktor, der sich wie folgt ergibt (vgl. Gln. (4.24)):

$$\begin{aligned} & \frac{(4,63 \pm 0,21)}{10^{-6} \text{MeV}^{-3/2}} \quad F = N_{Cf,th} \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot (1,565 \text{ MeV})^{-\frac{3}{2}} \quad (D.5) \end{aligned}$$

$$4,4 \% \quad \Rightarrow \quad \frac{\Delta F}{F} = \frac{\Delta N_{Cf,th}}{N_{Cf,th}} \quad (D.6)$$

mit der eingestrahnten Neutronenzahl

$$(80,4 \pm 3,6) 10^6 \quad N_{Cf,th} = \dot{N}_{Cf,th} \cdot T_{live} \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \varepsilon(\text{BaF}_2) \quad (D.7)$$

mit

$$4,4 \% \quad \frac{\Delta N_{Cf,th}}{N_{Cf,th}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \dot{N}_{Cf,th}}{\dot{N}_{Cf,th}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_{live}}{T_{live}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \Omega}{\Omega}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon(\text{BaF}_2)}{\varepsilon(\text{BaF}_2)}\right)^2} \quad (D.8)$$

Diese ergibt sich wiederum aus der totzeitkorrigierten Messzeit T_{live} , der Nachweiseffizienz des BaF_2 -Detektors $\varepsilon(\text{BaF}_2)$ und der Neutronenemissionsrate

$$\begin{aligned} & \frac{9,496 \pm 0,007}{10^4 \text{ s}^{-1}} \quad \dot{N}_{Cf,th} = \Gamma_{SF} \cdot \langle \nu \rangle \cdot A \quad (D.9) \end{aligned}$$

$$0,07 \% \quad \Rightarrow \quad \frac{\Delta \dot{N}_{Cf,th}}{\dot{N}_{Cf,th}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \Gamma_{SF}}{\Gamma_{SF}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \langle \nu \rangle}{\langle \nu \rangle}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2} \quad (D.10)$$

mit der Aktivität

$$\begin{aligned} & \frac{8,082 \pm 0,006}{10^5 \text{ Bq}} \quad A = A_0 \cdot \exp \left\{ -\frac{\Delta T \cdot \ln 2}{T_{1/2}} \right\} \quad (D.11) \end{aligned}$$

$$0,07 \% \quad \frac{\Delta A}{A} = \sqrt{\left(\frac{\Delta A_0}{A_0}\right)^2 + \left(\frac{\ln 2}{T_{1/2}}\right)^2 \left[(\Delta(\Delta T))^2 + \left(\frac{\Delta T \Delta T_{1/2}}{T_{1/2}}\right)^2 \right]} \quad (D.12)$$

und dem Raumwinkel

$$\begin{aligned} & \frac{89,6 \pm 2,6}{10^{-3} \text{ sr}} \quad \Omega = 2 \cdot \arcsin \left(\frac{\left(\frac{b}{2}\right)^2 \left(\frac{a}{2}\right)^2 - c^2 \left(\left(\frac{b}{2}\right)^2 + \left(\frac{a}{2}\right)^2 + c^2\right)}{\left(\left(\frac{a}{2}\right)^2 + c^2\right) \left(\left(\frac{b}{2}\right)^2 + c^2\right)} \right) + \pi \quad (D.13) \end{aligned}$$

mit

$$2,9 \% \quad \Delta \Omega = \sqrt{\left(\frac{\partial \Omega}{\partial a} \Delta a\right)^2 + \left(\frac{\partial \Omega}{\partial b} \Delta b\right)^2 + \left(\frac{\partial \Omega}{\partial c} \Delta c\right)^2} \quad (D.14)$$

mit (D.15)

$$\frac{\partial \Omega}{\partial a} = \frac{2}{\cos\left(\frac{\Omega-\pi}{2}\right)} \frac{ac^2\left(\frac{b}{2}\right)^2}{\left(\left(\frac{a}{2}\right)^2 + c^2\right)\left(\left(\frac{b}{2}\right)^2 + c^2\right)} \quad (D.16)$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial b} = \frac{2}{\cos\left(\frac{\Omega-\pi}{2}\right)} \frac{bc^2\left(\frac{a}{2}\right)^2}{\left(\left(\frac{a}{2}\right)^2 + c^2\right)\left(\left(\frac{b}{2}\right)^2 + c^2\right)} \quad (D.17)$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial c} = \frac{2}{\cos\left(\frac{\Omega-\pi}{2}\right)} \frac{4c\left[\left(\frac{a}{2}\right)^2 + \left(\frac{b}{2}\right)^2 + 2c^2\right]\left(\frac{a}{2}\right)^2\left(\frac{b}{2}\right)^2}{\left(\left(\frac{a}{2}\right)^2 + c^2\right)\left(\left(\frac{b}{2}\right)^2 + c^2\right)} \quad (D.18)$$

$\frac{dE_n}{dt}$ ist der Umrechnungsfaktor beim Übergang von der Energie- zur Zeit-Skala, d.h. von Ereignissen pro MeV zu Ereignissen pro ns, und ergibt sich aus

$$E_n = m_n c^2 \cdot \left(\sqrt{1 - \left(\frac{s}{tc}\right)^2} - 1 \right) \quad (D.19) \quad 512 \pm 22 \text{ keV}$$

mit

$$\Delta E_n = \sqrt{\left(\frac{E_n \Delta(m_n c^2)}{m_n c^2}\right)^2 + \left(\frac{dE_n}{dt} \cdot t\right)^2 \left(\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta s}{s}\right)^2\right)} \quad (D.20) \quad 4,9 \%$$

zu

$$\frac{dE_n}{dt} = \frac{m_n c^2 \cdot \left(\frac{s^2}{c^2 t^3}\right)}{\sqrt{\left(1 - \left(\frac{s}{tc}\right)^2\right)^3}} \quad (D.21) \quad 16,9 \pm 0,9 \text{ keV ns}^{-1}$$

woraus folgt

$$\Rightarrow \frac{d^2 E_n}{dt^2} = -\frac{m_n c^2 \cdot 3\left(\frac{s^2}{c^2 t^4}\right)}{\sqrt{\left(1 - \left(\frac{s}{tc}\right)^2\right)^5}} = -\frac{3}{t\left(1 - \left(\frac{s}{ct}\right)^2\right)} \frac{dE_n}{dt} \quad (D.22)$$

womit sich

$$\frac{\Delta \frac{dE_n}{dt}}{\frac{dE_n}{dt}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta(m_n c^2)}{m_n c^2}\right)^2 + \left(\frac{3}{t\left(1 - \left(\frac{s}{ct}\right)^2\right)} \frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\left(2 + \frac{3}{\left(\frac{ct}{s}\right)^2 - 1}\right) \frac{\Delta s}{s}\right)^2} \quad (D.23) \quad 5,3 \%$$

ergibt. t ist dabei die Flugzeit, die sich aus der Position des γ -Peaks ch_γ und der Flugstrecke s ergibt

$$t = (ch - ch_\gamma) \cdot \frac{dt}{dch} + \frac{s}{c} \quad (D.24) \quad 60,7 \pm 0,8 \text{ ns}$$

$$\Rightarrow \Delta t = \sqrt{\left(\frac{dt}{dch} ch_\gamma\right)^2 + \left(\frac{\Delta s}{c}\right)^2 + \left((ch - ch_\gamma) \cdot \Delta \frac{dt}{dch}\right)^2} \quad (D.25) \quad 1,8 \%$$

Die Effizienz ergibt sich schließlich zu

$$0,149 \pm 0,008 \text{ ns} \quad \varepsilon = \frac{\frac{dN_{Cf}}{dch}}{\frac{dN_{Cf,th}}{dch}} \quad (\text{D.26})$$

$$5,6 \% \quad \text{mit} \quad \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \frac{dN_{Cf}}{dch}}{\frac{dN_{Cf}}{dch}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \frac{dN_{Cf,th}}{dch}}{\frac{dN_{Cf,th}}{dch}} \right)^2} \quad (\text{D.27})$$

D.2 Die gemessene Neutronenrate aus $d(\gamma, n)p$

$\frac{dN_{CD_2}}{dch} = 8725 \pm 93$
(10ch)⁻¹
 $\frac{dN_{CH_2}}{dch} = 5310 \pm 73$
(10ch)⁻¹

Die Neutronenrate ergibt sich aus den beiden Messungen mit CD₂ bzw. CH₂. Sei $\frac{dN_{CD_2}}{dch}$ das bei der Bestrahlung von CD₂ gemessene Histogramm und $\frac{dN_{CH_2}}{dch}$ das aus der CH₂-Messung, so wird $\frac{dN_{CD_2}}{dch}$ erst normiert, um dieses zur Untergrundkorrektur von $\frac{dN_{CD_2}}{dch}$ verwenden zu können:

$$7559 \pm 1487 \text{ (10ch)}^{-1} \quad \frac{dN_{CH_2, norm}}{dch} = \frac{dN_{CH_2}}{dch} \cdot \frac{\Phi_{\gamma, CD_2}}{\Phi_{\gamma, CH_2}} \cdot \frac{T_{live, CD_2}}{T_{live, CH_2}} \quad (\text{D.28})$$

$$19,7 \% \quad \Rightarrow \quad \left(\frac{\Delta \frac{dN_{CH_2, norm}}{dch}}{\frac{dN_{CH_2, norm}}{dch}} \right)^2 = \left(\frac{\Delta \frac{dN_{CH_2}}{dch}}{\frac{dN_{CH_2}}{dch}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \Phi_{\gamma, CD_2}}{\Phi_{\gamma, CD_2}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \Phi_{\gamma, CH_2}}{\Phi_{\gamma, CH_2}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta T_{live, CD_2}}{T_{live, CD_2}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta T_{live, CH_2}}{T_{live, CH_2}} \right)^2 \quad (\text{D.29})$$

$$\text{mit} \quad \Delta \frac{dN_{CH_2/CD_2}}{dch} = \sqrt{\frac{dN_{CH_2/CD_2}}{dch}} \quad (\text{D.30})$$

Wobei sich die Photonenflüsse Φ_{γ} aus der jeweiligen Anpassung der Fläche A_{Peak} der ¹¹B-Linie bei $E_{\gamma} = 2125$ keV ergab

$$1,75 \pm 0,22 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1} \quad \Phi_{\gamma} = \frac{A_{Peak}}{\varepsilon(Ge) \cdot T_{live} \cdot I_S \cdot N_{11B} \cdot W} \quad (\text{D.31})$$

$$12,5 \% \text{ wobei } \frac{\Delta A}{A} = 11,1 \% \quad \Rightarrow \quad \left(\frac{\Delta \Phi_{\gamma}}{\Phi_{\gamma}} \right)^2 = \left(\frac{\Delta A_{Peak}}{A_{Peak}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon(Ge)}{\varepsilon(Ge)} \right)^2 + \left(\frac{\Delta T_{live}}{T_{live}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta I_S}{I_S} \right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{11B}}{N_{11B}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta W}{W} \right)^2 \quad (\text{D.32})$$

Schließlich ergibt sich das Neutronenspektrum zu

$$1166 \pm 1490 \text{ (10ch)}^{-1} \quad \frac{dN_n}{dch} = \frac{dN_{CD_2}}{dch} - \frac{dN_{CH_2, norm}}{dch} \quad (\text{D.33})$$

$$127,8 \% \quad \Rightarrow \quad \Delta \frac{dN_n}{dch} = \sqrt{\left(\Delta \frac{dN_{CD_2}}{dch} \right)^2 + \left(\Delta \frac{dN_{CH_2, norm}}{dch} \right)^2} \quad (\text{D.34})$$

und die Neutronenrate zu

$$\frac{d\dot{N}_n}{dch} = \frac{\frac{dN_n}{dch}}{T_{live}} \quad (D.35) \quad (58 \pm 74) \cdot 10^{-3} (10ch)^{-1} s^{-1}$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta \frac{d\dot{N}_n}{dch}}{\frac{d\dot{N}_n}{dch}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \frac{dN_n}{dch}}{\frac{dN_n}{dch}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_{live}}{T_{live}}\right)^2} \quad (D.36) \quad 127,8 \%$$

D.3 Der normierte Photonenfluss

Nach Schiff [50] ist der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Bremsstrahlung

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_\gamma}{dE_\gamma} = \frac{Const}{E_\gamma} & \left\{ \left(\frac{E_0^2 + E^2}{E_0^2} - \frac{2E}{3E_0} \right) \left(\ln M(0) + 1 - \frac{2}{b} \arctan b \right) \right. \\ & \left. + \frac{E}{E_0} \left[\frac{2}{b^2} \ln(1 + b^2) + \frac{4(2 - b^2)}{3b^3} \arctan b - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right] \right\} \end{aligned} \quad (D.37) \quad 2,64 \pm 0,14 \text{ mbarn keV}^{-1}$$

mit

$$E_\gamma = 2 \cdot E_n + B \quad (D.38) \quad 3248 \pm 43 \text{ keV}$$

$$\Rightarrow \Delta E_\gamma = \sqrt{(2\Delta E_n)^2 + (\Delta B)^2} \quad (D.39) \quad 1,3 \%$$

$$E = E_0 - E_\gamma \quad (D.40) \quad 2763 \pm 254 \text{ keV}$$

$$\Rightarrow \Delta E = \sqrt{(\Delta E_\gamma)^2 + (\Delta E_0)^2} \quad (D.41) \quad 9,2 \%$$

$$b = \frac{2E_0 E Z^{1/3}}{111 m_e c^2 E_\gamma} \quad (D.42) \quad 0,62 \pm 0,06$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta b}{b} = \sqrt{\left(\frac{\Delta E_0}{E_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(m_e c^2)}{m_e c^2}\right)^2} \quad (D.43) \quad 10,2 \%$$

$$M(0) = \left[\frac{m_e c^2 E_\gamma}{2E_0 E} + \left(\frac{Z^{1/3}}{111} \right)^2 \right]^{-1} \quad (D.44) \quad 289 \pm 42 \text{ keV}$$

$$\Rightarrow \Delta M(0) = \frac{1}{2} \left(\frac{M(0) m_e c^2 E_\gamma}{E_0 E} \right)^2 \frac{\Delta b}{b} \quad (D.45) \quad 14,7 \%$$

Damit ist

$$\begin{aligned} \left(\Delta \frac{d\sigma_\gamma}{dE_\gamma} \right)^2 = & \left(\Delta E_0 \cdot \frac{d^2 \sigma_\gamma}{dE_0 dE_\gamma} \right)^2 + \left(\Delta E_\gamma \cdot \frac{d^2 \sigma_\gamma}{dE_\gamma dE_\gamma} \right)^2 + \left(\Delta E \cdot \frac{d^2 \sigma_\gamma}{dE dE_\gamma} \right)^2 \\ & + \left(\Delta b \cdot \frac{d^2 \sigma_\gamma}{db dE_\gamma} \right)^2 + \left(\Delta M(0) \cdot \frac{d^2 \sigma_\gamma}{dM(0) dE_\gamma} \right)^2 \end{aligned} \quad (D.46) \quad 5,3 \%$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma_\gamma}{dE_0 dE_\gamma} = & -\frac{1}{E_0} \left(\frac{d\sigma_\gamma}{dE_\gamma} + \frac{Const}{E_\gamma} \left(\frac{E^2}{E_0^2} - 1 \right) \right. \\ & \left. \cdot \left(\ln M(0) + 1 - \frac{2}{b} \arctan b \right) \right) \end{aligned} \quad (D.47)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_\gamma}{dE dE_\gamma} &= \frac{1}{E} \left(\frac{d\sigma_\gamma}{dE_\gamma} + \frac{Const}{E_\gamma} \left(\frac{E^2}{E_0^2} - 1 \right) \right. \\ &\quad \cdot \left(\ln M(0) + 1 - \frac{2}{b} \arctan b \right) \Bigg) \end{aligned} \quad (D.48)$$

$$\frac{d^2\sigma_\gamma}{dE_\gamma dE_\gamma} = -\frac{1}{E_\gamma} \frac{d\sigma_\gamma}{dE_\gamma} \quad (D.49)$$

$$\frac{d^2\sigma_\gamma}{dM(0) dE_\gamma} = \frac{Const}{E_\gamma} \left\{ \left(\frac{E_0^2 + E^2}{E_0^2} - \frac{2E}{3E_0} \right) \frac{1}{M(0)} \right\} \quad (D.50)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_\gamma}{db dE_\gamma} &= \frac{2 \cdot Const}{bE_\gamma} \left\{ \left(\frac{E_0^2 + E^2}{E_0^2} - \frac{2E}{3E_0} \right) \left(\frac{\arctan b}{b} - \frac{1}{1+b^2} \right) \right. \\ &\quad + \frac{E}{E_0} \left[-\frac{2}{b^2} \ln(1+b^2) + \frac{1}{b(1+b^2)} \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{6(2-b^2)}{3b^3} \left(\arctan b - \frac{b}{3(1+b^2)} \right) + \frac{8}{3b^2} \right] \right\} \end{aligned} \quad (D.51)$$

Die normierte Photonenergie ergibt sich zu

$$\begin{aligned} \frac{27,7 \pm 4,1 \cdot 10^3}{(\text{s} \cdot \text{cm}^2 \cdot 10\text{ch})^{-1}} \quad \frac{d\dot{N}_\gamma}{dch} &= \frac{dE_\gamma}{dch} \cdot \frac{d\sigma_\gamma}{dE_\gamma} \cdot F_\gamma \end{aligned} \quad (D.52)$$

$$15 \% \quad \Rightarrow \quad \frac{\Delta \frac{d\dot{N}_\gamma}{dch}}{\frac{d\dot{N}_\gamma}{dch}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \frac{dE_\gamma}{dch}}{\frac{dE_\gamma}{dch}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \frac{d\sigma_\gamma}{dE_\gamma}}{\frac{d\sigma_\gamma}{dE_\gamma}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta F_\gamma}{F_\gamma} \right)^2} \quad (D.53)$$

wobei schon eine Umrechnung von der Photonenergie E_γ in die Kanalzahl (unter Verwendung von Gleichung D.38) mittels folgendem Faktor vorgenommen wurde

$$\frac{33,0 \pm 1,8}{\text{keV} (10\text{ch})^{-1}} \quad \frac{dE_\gamma}{dch} = 2 \cdot \frac{dE_n}{dt} \frac{dt}{dch} \quad (D.54)$$

$$5,3 \% \quad \Rightarrow \quad \frac{\Delta \frac{dE_\gamma}{dch}}{\frac{dE_\gamma}{dch}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \frac{dE_n}{dt}}{\frac{dE_n}{dt}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \frac{dt}{dch}}{\frac{dt}{dch}} \right)^2} \quad (D.55)$$

Die Normierung geschieht mittels des Faktors F_γ , der sich wie folgt ergibt

$$\frac{3,17 \pm 0,41}{\text{s}^{-1} \text{cm}^{-4}} \quad F_\gamma = \frac{\Phi_{\gamma, CD_2}}{\left. \frac{d\sigma_\gamma}{dE_\gamma} \right|_{E_\gamma=2125\text{keV}}} \quad (D.56)$$

$$13,0 \% \quad \Rightarrow \quad \frac{\Delta F_\gamma}{F_\gamma} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \Phi_{\gamma, CD_2}}{\Phi_{\gamma, CD_2}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \left. \frac{d\sigma_\gamma}{dE_\gamma} \right|_{E_\gamma=2125\text{keV}}}{\left. \frac{d\sigma_\gamma}{dE_\gamma} \right|_{E_\gamma=2125\text{keV}}} \right)^2} \quad (D.57)$$

D.4 Der Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich schließlich zu

$$\frac{361 \pm 464}{\mu\text{barn sr}^{-1}} \quad \sigma = \frac{\frac{d\dot{N}_a}{dch}}{\frac{d\dot{N}_\gamma}{dch} \cdot N_D \cdot \varepsilon \cdot \Omega} \quad (D.58)$$

mit

$$128,8 \% \quad \frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \frac{d\dot{N}_n}{dch}}{\frac{d\dot{N}_n}{dch}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \frac{d\dot{N}_\gamma}{dch}}{\frac{d\dot{N}_\gamma}{dch}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_D}{N_D}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \Omega}{\Omega}\right)^2} \quad (\text{D.59})$$

Literaturverzeichnis

- [1] J. Chadwick „The Existence of a Neutron“, Proc. Roy. Soc. A 136 (1932) 692
- [2] PDG „Particle Data Booklet“, Elsevier, 2004
- [3] G. Wallerstein „Synthesis of the elements in stars: forty years of progress“, Rev. Mod. Phys. 69 (1997) 995
- [4] Homepage of the Gonville & Caius College of the University of Cambridge: <http://caialumni.admn.cai.cam.ac.uk/alumni/famous/c20.php>
- [5] G.F. Knoll „Radiation Detection and Measurement, Sec.Ed.“, John Wiley & Sons, 1989
- [6] W.R. Leo „Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments“, Springer-Verlag, 1994
- [7] National Nuclear Data Center of the Brookhaven National Laboratory, Evaluated Nuclear Data File: <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/endl00.htm>
- [8] Homepage des Forschungszentrums Rossendorf: <http://www.fz-rossendorf.de>
- [9] Annual Report 2004, Institute of Nuclear and Hadron Physics, Forschungszentrum Rossendorf, FZR-423
- [10] H.A. Bethe and C. Longmire „The Effective Range of Nuclear Forces II. Photo-Disintegration of the Deuteron“, Phys. Rev. 77 (1950) 647
- [11] H. Arenhövel and M. Sanzone „Few-Body Systems, Supplementum 3, Photodisintegration of the Deuteron“, Springer-Verlag, 1991
- [12] H. Arenhövel, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Institut für Kernphysik, persönliche Mitteilung
- [13] J.-W. Chen und M.J. Savage „ $np \rightarrow d\gamma$ for Big-Bang Nucleosynthesis“, Phys. Rev. C 60 (1999) 065205
- [14] G. Rupak „Precision calculation of $np \rightarrow d\gamma$ cross section for Big-Bang Nucleosynthesis“, Nucl. Phys. A 678 (2000) 405
- [15] R.D. Evans „The Atomic Nucleus“, McGraw-Hill Book Company, 1955

- [16] S. Burles et al. „Sharpening the Predictions of Big-Bang Nucleosynthesis“, Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 4176
- [17] S. Burles et al. „Big Bang Nucleosynthesis Predictions for precision Cosmology“, Astrophys. J. 552 (2001) L1
- [18] L.E. Marcucci et al. „Modern Theories of low-energy astrophysical reaction“, nucl-th/0402078v1 (2004)
- [19] K.M. Nollet und S. Burles „Estimating Reaction Rates and uncertainties for primordial Nucleosynthesis“, Phys. Rev. D 61 (2000) 123505
- [20] M.S. Smith et al. „Experimental, Computational, and Observational Analysis of primordial Nucleosynthesis“, Astrophys. J. Suppl. Series 85 (1993) 219
- [21] B. Kämpfer, Forschungszentrum Rossendorf, Institut für Kern- und Hadronenphysik, persönliche Mitteilung
- [22] K. Shinohara et al. „Determination of Cross Section for the Photo-Disintegration of Deuteron“, J. Phys. Soc. Jap. 4 (1948) 77
- [23] G.R. Bishop et al. „The Cross Section for Photodisintegration of the Deuteron at Low Energies“, Phys. Rev. 80 (1950) 211
- [24] C.A. Barnes „The Photodisintegration of the Deuteron at Intermediate Energies“, Phys. Rev. 86 (1952) 359
- [25] R. Moreh et al. „ $^2\text{H}(\gamma, n)$ absolute cross section at 2754 keV“, Phys. Rev. C 39 (1989) 1247
- [26] A. De Graeve et al. „Absolute total cross section for deuteron photodisintegration between 7 and 19 MeV“, Phys. Rev. C 45 (1992) 860
- [27] K.Y. Hara et al. „Photodisintegration of deuterium and big bang nucleosynthesis“, Phys. Rev. D 68 (2003) 072001
- [28] R. Novotny „The BaF₂ Spectrometer TAPS: A System for High Energy Photon and neutral Meson Detection“, Nucl. Tracks Radiat. Meas. 21 (1993) 23
- [29] MolTechGmbH
http://www.mt-berlin.com/frames_cryst/descriptions/ltb.htm
- [30] CAEN „Technical Information Manual“ zum jeweiligen Modul
- [31] K. Heidel, Forschungszentrum Rossendorf, Institut für Kern- und Hadronenphysik, persönliche Mitteilung
- [32] GSI Multi-Branch System, Version 2.2 (2000), <http://daq.gsi.de>
- [33] GSI Lean Analysis, Version 3.2 (2001), <http://lea.gsi.de>

- [34] GSI Online Offline System
<http://www-linux.gsi.de/~goofy/goosy/goosy.php>
- [35] K.-H. Schmidt, GSI, <http://www-w2k.gsi.de/charms/SATAN/graf.htm>
- [36] R.B. Firestone „Table of Isotopes“, 8th Edition, Wiley Interscience, 1996
- [37] A.B. Smith et al. „Prompt Gamma Rays Accompanying the Spontaneous Fission of ^{252}Cf “, Phys. Rev. 104 (1956) 966
- [38] H.R. Bowman et al. „Velocity and Angular Distribution of Prompt Neutrons from Spontaneous Fission of ^{252}Cf “, Phys. Rev. 126 (1962) 2120
- [39] J.W. Meadows „ ^{252}Cf Fission Neutron Spectrum from 0.003 to 15.0 MeV“, Phys. Rev. 157 (1967) 157
- [40] W. Mannhart „Evaluation of the Cf-252 Fission Neutron Spectrum between 0 MeV and 20 MeV“, IAEA-TECDOC 410, S. 158
- [41] R. Langkau „Zum Untergrundspektrum von Photomultipliern“, Interner Report, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1991
- [42] S.-O. Flyckt, C. Marmonier „Photomultiplier Tubes - Principles & Applications“, Photonis Imaging Sensors, 2002
- [43] A. Wagner, Forschungszentrum Rossendorf, Institut für Kern- und Hadronenphysik, persönliche Mitteilung
- [44] TUNL Nuclear Data Evaluation Project
<http://www.tunl.duke.edu/nucldata>
- [45] Bronstein et al. „Taschenbuch der Mathematik“, 5. Auflage, Harri Deutsch, 2000
- [46] D. Schmidt, R. Böttger „Absolute Determination of Neutron Detection Efficiencies of NE213 Detectors Using a ^{252}Cf Source in Time-of-Flight Measurements“, PTB Braunschweig, PTB-N-42, 2001
- [47] N.W. Hill et al. „Majority-Logic NE-110 Detector for keV Neutrons“, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-32, 1985
- [48] R.Beyer „Pulsformanalyse mit BaF_2 -Detektoren“, Zusatzversuch zum F-Praktikum, nicht publiziert
- [49] G.Rusev, Forschungszentrum Rossendorf, Institut für Kern- und Hadronenphysik, persönliche Mitteilung
- [50] L.I. Schiff „Energy-Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung“, Phys. Rev. 83 (1951) 252

Erklärung

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

.....

Ort, Abgabedatum

.....

Unterschrift des Verfassers

Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Diplomarbeit für die öffentliche Nutzung in der Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek zur Verfügung zu stellen.

Jena,

.....

Unterschrift